

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
Lehrstuhl für Hochspannungs- und Anlagentechnik

**Verhalten eines mit R134a betriebenen
Wärmerohrs bei hohen elektrischen Feldstärken**

Dipl.-Ing. Univ. Felix Dschung

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät
für Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität München
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. Ulrich Wagner

Prüfer der Dissertation: 1. Prof. Dr.-Ing. Josef Sebastian Kindersberger
2. Prof. Dr.-Ing. Michael Kurrat

Die Dissertation wurde am 19.09.2016 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik am 06.04.2017 angenommen.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Lehrstuhls für Hochspannung- und Anlagentechnik der Technischen Universität München.

Für die wertvolle Unterstützung in allen Belangen möchte ich mich bei Professor Josef Kindersberger ganz herzlich bedanken. Die gute Betreuung war gekennzeichnet durch anregende Diskussionsrunden, aus denen sich wertvolle Hinweise für all jene Aspekte ergaben, die ich ohne seine Erfahrung sehr wahrscheinlich übersehen hätte. Darüber hinaus gewährte er mir einen großzügigen Freiraum, den ich auch für meine persönliche Entwicklung nutzen durfte.

Ebenfalls möchte ich mich bei Professor Michael Kurrat für die Übernahme des Zweitgutachtens bedanken.

Mein Dank gilt ferner den Herren Maurice Lesser, Silvio Hanisch und Karsten Juhre für die fachliche und technische Unterstützung während der gesamten Projektlaufzeit.

Ein besonderer Anteil am Gelingen dieser Arbeit gebührt weiterhin Toni Geiger, Christian Aigner sowie Sava Tomov. Diese haben im Zuge ihrer studentischen Abschlussarbeiten die praktische Umsetzung der wesentlichen Projekteinhalte überhaupt erst ermöglicht. Dabei standen sie selbst in den späten Abend- und Nachtstunden im Dienst der Wissenschaft – ein Umstand, der alles andere als selbstverständlich ist.

An dieser Stelle bietet es sich weiterhin an, meinem ehemaligen Physiklehrer Herrn Heiner Deege zu danken. Durch seine Arbeit hat er einen maßgeblichen Anteil daran gehabt, das Feuer und die Begeisterung für naturwissenschaftliche Zusammenhänge in mir zu entfachen. Der gleiche Dank gebührt selbstverständlich auch Dr. rer. nat. José-Luis Marqués-López, dessen Unterstützung zu jedem Zeitpunkt großartig war.

Mein besonderer Dank gilt ferner meinem Elternhaus, welches mich ebenfalls in allen Lagen nach Kräften unterstützt hat.

Zu guter Letzt möchte ich mich bei meiner Ehefrau Katharina bedanken, welche mir durch ihre besonnene Art stets viel Kraft und Zuversicht gab und deren Geduld gerade in der finalen Phase dieser Arbeit sehr wichtig war.

München, den 19.09.2016

Dipl.-Ing. Univ. Felix Dschung

*Mes chers parents je pars
Je vous aime mais je pars
Vous n'aurez plus d'enfants, ce soir
Je m'enfuis pas je vole
Comprenez bien je vole
Sans fumée sans alcool je vole, je vole*

Michel Sardou

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Erkenntnisstand.....	5
2.1	Aktuelle Forschungsschwerpunkte	5
2.2	Aufgabenstellung	16
3	Kriterien für ein Wärmerohr in der Hochspannungstechnik.....	19
3.1	Wahl des Arbeitsmediums	19
3.2	Wahl des Wandmaterials	22
4	Eigenschaften von R134a und R227ea.....	23
4.1	Dampfdruck und Verdampfungsenthalpie	23
4.2	Elektrische Festigkeit von R134a und R227ea	25
4.3	Dielektrischer Verlustfaktor und Permittivität.....	35
5	Versuchsordnung der Wärmerohrversuche.....	61
5.1	Wärmerohrstützer.....	61
5.2	Versuchsordnung und verwendete Elektroden.....	63
5.3	Wärmeflussensor (WFS)	64
6	Thermisches Verhalten des Wärmerohrstützers.....	67
6.1	Thermische Versuchsparameter	67
6.2	Versuchsplanung	72
6.3	Versuchsdurchführung, Rohdatenerfassung und Auswertung.....	75
6.4	Thermische Kennlinienfelder des Wärmerohrstützers.....	79
6.5	Theoretische Betrachtungen.....	82
6.6	Thermische Versuche mit geneigtem Wärmerohrstützer.....	86
6.7	Wärmerohr im überkritischen Zustand	91
7	Elektrisches Verhalten des Wärmerohrstützers.....	95
7.1	Teilentladungsverhalten des Wärmerohrstützers	97
7.2	Einfluss der Wechselspannung auf den Wärmestrom.....	106
7.3	Elektrische Durchschlagsfestigkeit des Wärmerohrstützers	116
8	Ablaufverhalten des Kältemittels im Wärmerohrstützer	121
8.1	Allgemeines Kondensationsverhalten.....	121

8.2	Experiment zum Ablaufverhalten von flüssigem R134a	126
9	Zusammenfassung	137
10	Literaturverzeichnis	139
Anhang A	Hintergründe der Simulationen	149
Anhang A.1	Wärmerohrstützer im Kessel; Abschnitt 3	149
Anhang A.2	Wärmeleitfähigkeit Wärmerohrstützer, Abschnitt 6	153
Anhang A.3	Feldrechnung für Ablaufexperiment, Abschnitt 8.....	155
Anhang A.4	Bestimmung des Ablaufgeschwindigkeit des Kondensats.....	159
Anhang B	Technische Zeichnungen.....	165
Anhang B.1	Untere Elektrode.....	165
Anhang B.2	Obere Elektrode.....	166
Anhang B.3	Schirmelektrode.....	167
Anhang B.4	Wärmeflussensor	168

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
CFD	Computational Fluid Dynamics
EHD	Elektrohydrodynamische Heatpipe
GTO-Thyristor	Gate Turn-Off Thyristor
IGBT	Insulated Gate Bipolar Transistor
PEEK	Polyetheretherketon
WFS	Wärmeflussensor

Verzeichnis der lateinischen Formelzeichen

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
A	mm^2	Stempelfläche des Hubzylinders
A_{WR}	mm^2	Querschnittsfläche des Wärmerohrs
C_0	pF	Vakuumkapazität der Elektrodenanordnung
C_k	nF	Koppelkapazität
C_p	pF	gesamte Kapazität der Prüfanlage
d	mm	Elektrodenabstand
d_{WFS}	mm	Grad der Einschnürung des Wärmeflussensors
\hat{E}	kV/mm	Scheitelwert einer elektrischen Feldstärke
\bar{E}	kV/mm	mittlere elektrische Feldstärke
E_{Blasen}	kV/mm	Blaseneinsatzfeldstärke
f	1/s	Frequenz
h	mm	Höhe des ablaufenden Flüssigkeitsfilms
K_{WFS}	K/W	Sensorkonstante des Wärmeflussensors
M_e	W/m^2	Merit-Zahl
\dot{m}	g/s	Massenstrom
p	MPa	Druck
P_{el}	W	Leistungsaufnahme der Heizelemente
R_{pol}	Ω	Verlustwiderstand für Polarisierungseffekte
R_s	k Ω	Schutzwiderstand
R_{th}	K/W	Wärmewiderstand
R_{∞}	Ω	Verlustwiderstand für Leitfähigkeitseffekte
\dot{Q}	W	Wärmestrom, gemessen am WFS
\dot{Q}_{in}	W	Wärmestrom zwischen unterer Elektrode und Stützisolator
U	kV	Spannung
\hat{U}_d	kV	Scheitelwert der Durchschlagspannung
U_r	kV	Bemessungsspannung
v_a	mm/s	Ablaufgeschwindigkeit des flüssigen Kältemittels
\bar{v}_{gas}	mm/s	zeitlicher Mittelwert der Geschwindigkeit einer Gasströmung
\dot{V}	cm^3/s	Volumenstrom
X_C	Ω	kapazitiver Blindwiderstand
z		Realgasfaktor

Verzeichnis der griechischen Formelzeichen

Formelzeichen	Einheit	Bedeutung
$\Delta\vartheta$	K	Temperaturdifferenz
Δh	kJ/kg	Verdampfungsenthalpie
$\Delta\dot{Q}$	W	Änderung des Wärmestroms
ΔV	mm ³	Volumenänderung bei Verfahren des Hubzylinders
Δx	mm	axiale Verfahrestrecke des Hubzylinders
ε		Emissionsfaktor
ε_{r}^*		komplexe Dielektrizitätszahl
ε_{r}'		Realteil der komplexen Dielektrizitätszahl
ε_{r}''		Imaginärteil der komplexen Dielektrizitätszahl
$\varepsilon_{\text{r, EP}}$		relative Permittivität des Epoxidharzformstoffs
$\varepsilon_{\text{r, fl}}$		relative Permittivität eines flüssigen Mediums
$\varepsilon_{\text{r, gas}}$		relative Permittivität eines gasförmigen Mediums
Θ	°	Gleichgewichtsrandwinkel eines Tropfens zur Oberfläche
ϑ_{CH1}	°C	Temperatur der unteren Bohrung im WFS
ϑ_{CH2}	°C	Temperatur der oberen Bohrung im WFS
ϑ_{oE}	°C	Temperatur der oberen Elektrode
ϑ_{uE}	°C	Temperatur der unteren Elektrode
λ	W/(m·K)	spezifische Wärmeleitfähigkeit
μ	Pa · s	dynamische Viskosität
ν	m ² /s	kinematische Viskosität
ρ	kg/m ³	Massendichte
σ_{L}	mJ/m ²	Oberflächenenergie einer Flüssigkeit
σ_{S}	mJ/m ²	Oberflächenenergie eines Festkörpers
ϕ	°	Neigungswinkel einer Anordnung gegenüber der Horizontalen
φ_{EE}	V	Potential geerdeter Teile bei der Feldberechnung
φ_{HS}	V	Potential spannungsführender Teile bei der Feldberechnung
χ_{c}		dielektrische Suszeptibilität
ω	1/s	Kreisfrequenz

1 Einleitung

Als strukturtragende Konstruktionselemente werden in der Hochspannungstechnik feste Isolierstoffe verwendet. Die dafür in Frage kommenden Werkstoffe haben in der Regel jedoch eine geringe thermische Leitfähigkeit, so dass die bei stromführenden Bauteilen anfallende Verlustwärme im Wesentlichen nur durch Wärmestrahlung und Konvektion an die Umgebung abgegeben werden kann. Soll daher in gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen (GIS) unter Einhaltung gegebener Temperaturniveaus von Leiter und Gehäuse die Stromtragfähigkeit weiter erhöht werden, sind leistungsfähigere Mechanismen zur Wärmeübertragung für diesen Einsatz zu erschließen.

Hierzu erscheint es sinnvoll, Lösungsansätze in Betracht zu ziehen, die nur auf passive Komponenten zurückgreifen und die Komplexität der Gesamtanlage nicht wesentlich erhöhen. So stellt die Idee, die Wärmeleitfähigkeit der ohnehin notwendigen Stützstrukturen zu verbessern, einen interessanten und vielversprechenden Ansatz dar. Daher soll im Rahmen dieser Arbeit untersucht werden, wie sich ein in einen Stützisolator integriertes Wärmerohr bei den in der Hochspannungstechnik üblichen Feldstärken verhält.

Bei Wärmerohren handelt es sich um geschlossene Baueinheiten zur Übertragung großer Wärmeströme, die mit einem Arbeitsmedium gefüllt sind (s. **Abb. 1.1**). Dieses Arbeitsmedium trägt hauptsächlich über einen Phasenwechsel zum Wärmetransport bei: Wird dem einen Ende des Wärmerohrs Wärme zugeführt, verdampft dort das flüssige Medium. Der entstandene Dampf strömt nun durch die adiabate Zone zum anderen, kälteren Ende und kondensiert dort. Der Rücktransport der Flüssigkeit zur Wärmequelle erfolgt entweder durch Gravitationskräfte (Thermosiphons) oder Kapillareffekte (Heatpipes). Der Kreislauf ist nun geschlossen.

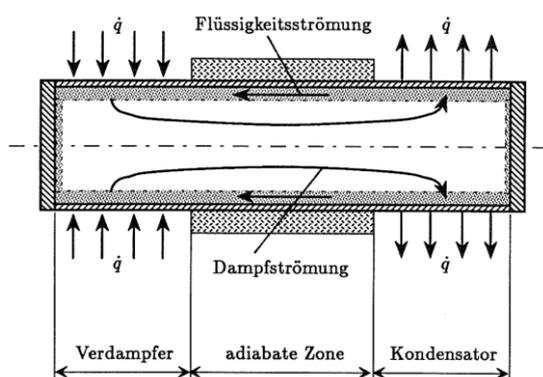


Abb. 1.1: Funktionsprinzip eines Wärmerohrs. [Her-00]

Die Idee, Wärme über ein in Rohre eingebrachtes Medium zu übertragen, wurde das erste Mal von dem US-Amerikaner Angier March Perkins im Jahre 1831 vorgeschlagen. Allerdings beschränkte sich diese, unter anderem zur Beheizung von Wohnräumen verwendete Technologie, auf die reine Flüssigphase, so dass das System für den Betrieb mit Wasser als Arbeitsmedium auf sehr hohe Drücke von bis zu 275 bar Überdruck ausgelegt werden musste [Rea-14]. Das Wasser ist dabei in einem hermetisch geschlossenen Rohrkreislauf eingeschlossen und wird durch einen Ofen erhitzt, welcher sich im Keller des zu beheizenden Gebäudes befindet (s. **Abb. 1.2**). Aufgrund der nun einsetzenden Konvektion innerhalb des Rohrsystems setzt sich das Wasser ohne extern notwendige Pumpen in Bewegung und kann so die Wärme in die darüber liegende Räume transportieren. Der Rücktransport des Wassers zurück zum Ofen geschieht gravitationsbedingt.

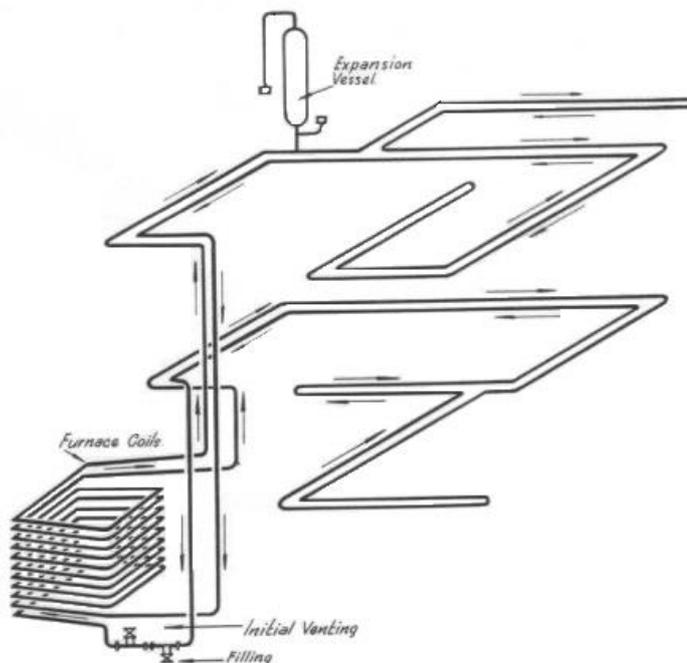


Abb. 1.2: Rohrleitungssystem für die Perkinsheizung. Die Rohre sind komplett mit flüssigem Wasser gefüllt. Das Ausdehnungsgefäß (expansion vessel) wird nur während des ersten Füllvorgangs benötigt. [Hev-15]

Während Angier March Perkins bereits mit seinem Vater Jacob Perkins Versuche mit der „Perkins tube“ unternommen hatte, bei der sich in einem geschlossenen Volumen nur eine geringe Wassermenge befindet [PerJa-36], gelang seinem Enkel Ludlow Patton Perkins in Zusammenarbeit mit William Edward Buck der Durchbruch. In ihrem 1892 veröffentlichten Patent [PerLu-92] schlugen sie das erste Mal eine geschlossene Röhre vor, die zu einem nennenswerten Anteil von 32% mit Wasser als Arbeitsmedium gefüllt ist. Auf diese Weise gelang es ihnen, ein Austrocknen und

Überhitzen der Röhre zu verhindern – Probleme, die den erfolgreichen Betrieb der ersten „Perkins tube“ verhinderten. Darüber hinaus ist erwähnenswert, dass in ihrem Patent die Verwendung alternativer Flüssigkeiten mit einem anderen Siedepunkt als Wasser explizit nicht ausgeschlossen ist, so dass ein größerer Anwendungsbereich erschlossen werden kann. Im Prinzip war dies die Erfindung des Thermosiphons.

Praktische Anwendung fand die Arbeit von Perkins und Buck bei der indirekten Beheizung von Öfen, mit denen das britische Militär Brot herstellte (s. **Abb. 1.3**). Im Vergleich zu damals üblichen Heiztechniken waren die auf diese Weise beheizten Öfen außerordentlich effizient und begnügten sich mit einem Viertel der sonst benötigten Brennstoffmenge [Rea-14].

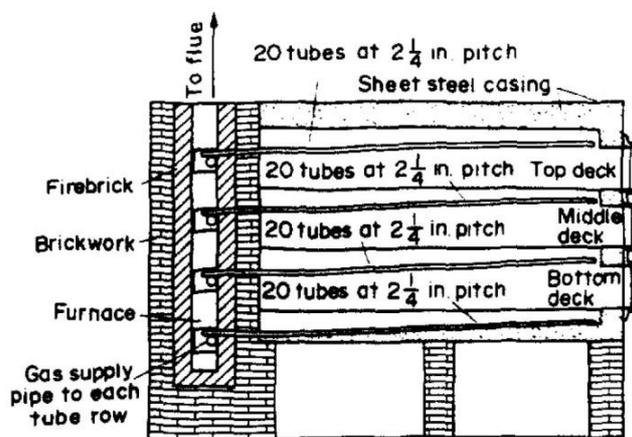


Abb. 1.3: Technische Zeichnung eines Ofens, der zur Wärmeübertragung Wärmeröhre verwendet.
[Rea-82]

Der entscheidende Nachteil dieser Röhren ist jedoch der Umstand, dass das an der Wärmesenke entstehende Kondensat nur durch die Gravitation zur Wärmequelle zurückgeführt wird. Dies führt dazu, dass sich die Wärmequelle grundsätzlich unterhalb der Wärmesenke befinden muss. Im umgekehrten Fall beziehungsweise bei Abwesenheit von Gravitationskräften, z.B. bei Anwendungen in der Schwerelosigkeit des Weltraums, kann der Thermosiphon nicht funktionieren.

Gaugler schlug in diesem Zusammenhang 1942 als erster vor, in die Röhre eine gesinterte Struktur einzubringen, die über Kapillarkräfte die kondensierte Flüssigkeit zur Wärmequelle zurückführt, ohne jedoch seine Idee in die Realität umzusetzen [Gau-42]. Stattdessen oblag dies Grover, der 1963 zudem als erster den Begriff der „Heatpipe“ prägte [Gro-63]. Als Arbeitsmedium hatte Grover zunächst flüssiges Lithium und Silber im Blick und führte in Los Alamos (USA) umfangreiche Versuche damit durch.

Die Erfindung von Grover diente als Ausgangsbasis für alle weiteren Entwicklungen im Bereich der Heatpipes in den darauffolgenden Jahrzehnten. Der Fokus lag und liegt dabei vor allem auf einer weiteren Steigerung der zu übertragenden Wärmeströme und auf der Anwendung von Heatpipes in den unterschiedlichsten Temperaturbereichen.

Dazu ist die Sinterstruktur im Inneren der Heatpipe möglichst strömungsgünstig zu optimieren, während gleichzeitig auf das Kondensat möglichst hohe Kapillarkräfte wirken sollen. Hierbei handelt es sich um ein Optimierungsproblem, wenn bedacht wird, dass für hohe Kapillarkräfte möglichst kleine Strukturen benötigt werden, die wiederum mit abnehmender Größe zu einem höheren Strömungswiderstand führen. Ferner sind Arbeitsmedien zu finden, die im geforderten Temperaturbereich einen Phasenwechsel zwischen dem flüssigen und dem gasförmigen Aggregatzustand ermöglichen und gleichzeitig eine möglichst hohe Verdampfungsenthalpie sowie eine möglichst geringe Viskosität aufweisen.

2 Erkenntnisstand

2.1 Aktuelle Forschungsschwerpunkte

Der im Folgenden gegebene Überblick über aktuelle Forschungsschwerpunkte soll sich im Wesentlichen auf diejenigen Bereiche beschränken, die für die elektrische Energietechnik von Relevanz sind bzw. bei denen Bauteile eines Wärmerohrs einer elektrischen Spannung ausgesetzt sind. Da allerdings immer leistungsfähigere Fluidsimulationen zur Verfügung stehen, die auf immer schnelleren Rechenmaschinen laufen, soll auch über aktuelle Bestrebungen berichtet werden, das Verhalten eines Wärmerohrs im Rahmen einer Simulation nachzubilden.

2.1.1 Elektrohydrodynamische Heatpipes

Da Thermosiphons auf Gravitationskräfte angewiesen sind, um das kondensierte Arbeitsmittel zurück in den Verdampferbereich zu treiben, können sie in der Schwerelosigkeit nicht eingesetzt werden. In diesem Fall kann das Kondensat durch Kapillarkräfte zurückgeführt werden, die durch eine in das Wärmerohr eingebrachte feinporige Struktur entstehen. Auf diese Weise ergibt sich die klassische Heatpipe.

Als Alternative bietet sich an, statt dieser feinporigen Struktur eine hochspannungsführende Elektrode in das Wärmerohr einzuführen, die das Wärmerohr in kompletter Längsrichtung durchzieht. Da sich die bei dieser Konstruktion aus einem leitfähigen Material bestehende Außenwand des Wärmerohrs auf Erdpotential befindet, bildet sich zwischen innerer Wandung des Wärmerohrs und der Hochspannungselektrode ein elektrisches Feld aus. Dieses elektrische Feld wirkt auf das flüssige Arbeitsmedium und es entsteht eine Kraftkomponente, deren Intensität von der relativen Permittivität $\epsilon_{r, fl}$ der Flüssigkeit abhängt und deren Richtung senkrecht zur Flüssigkeitsoberfläche steht. Dadurch wird die Flüssigkeit in den Spalt zwischen innerer Wandung und Elektrode getrieben. Die Höhe der maximal möglichen Kraft, die auf die Flüssigkeit wirkt, ist hierbei feldstärkeabhängig und wird durch die elektrische Festigkeit des Arbeitsmediums begrenzt [Jon-71].

Ein auf diesem Funktionsprinzip basierendes Wärmerohr wird nach Jones [Jon-71] aufgrund des elektrohydrodynamischen Prozesses auch als „elektrohydrodynamische Heatpipe“ oder kurz „EHD-Heatpipe“ bezeichnet. Jones führte Anfang 1970 im Auftrag der NASA grundlegende Untersuchungen in dieser Hinsicht durch. In der Folgezeit konzentrierte sich die Forschung an EHD-Heatpipes auf die Auswirkung

unterschiedlicher Arbeitsmedien und die Gestaltung der Elektroden. So ist in **Abb. 2.1** beispielhaft der Querschnitt durch eine EHD-Heatpipe gezeigt, bei der die elektrische Feldstärke aufgrund der konusförmig gestalteten Hochspannungselektrode in Längsrichtung nicht konstant ist. In diesem Zuge verweist Bologna [Bol-79] auf weitere Veröffentlichungen, bei denen die Hochspannungselektrode streifen- bzw. stabförmig ausgeführt wurde. Daneben sei ebenfalls der Einsatz dünner Drähte als Hochspannungselektrode untersucht worden.

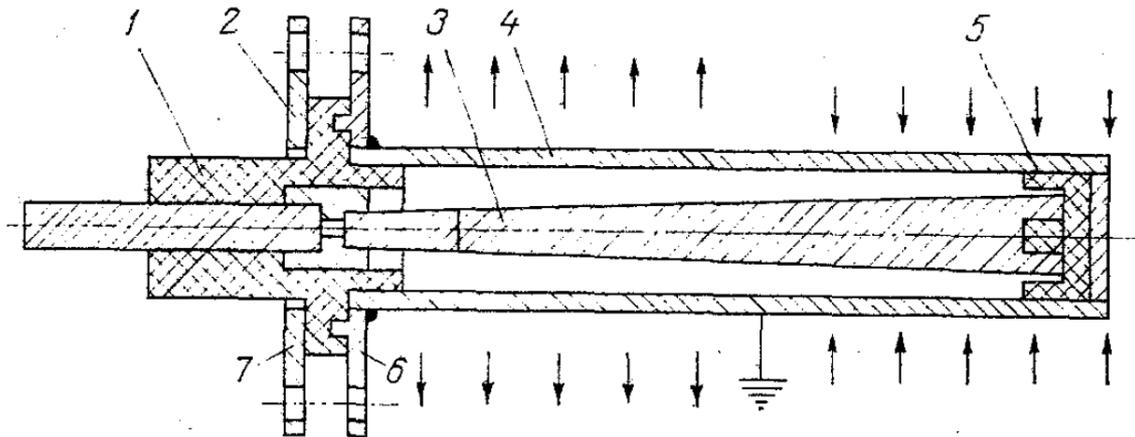


Abb. 2.1: Querschnitt durch eine EHD-Heatpipe mit in Längsrichtung nicht konstanter Feldstärke.
(1) und (5): Isierstücke; (2) Dichtung; (3) Hochspannungselektrode; (4) äußerer Körper des Wärmerohrs; (6) und (7) geschweißte und genietete Flansche. Nach [Bol-79]

Im Fall eines Thermosiphons, bei dem das Kondensat durch Gravitationskräfte in die Verdampferzone zurückgeführt wird, kann die Wärmeübertragungsleistung gesteigert werden, wenn in den Kondensationsbereich eine hochspannungsführende Elektrode eingeführt wird, so dass sich gegenüber der auf Erdpotential befindlichen Wandung ein elektrisches Feld ausbildet. Da sich hierbei die Hochspannungselektrode auf den Kondensationsbereich beschränkt und nicht durch das komplette Wärmerohr verläuft, stellt dies eine Abwandlung der klassischen EHD-Heatpipe dar. Durch das elektrische Feld wirken auf das Kondensat elektrohydrodynamische Kräfte, so dass Teile der Flüssigkeit von der Kondensationsoberfläche abgelöst werden. Dies kommt einer Verringerung der Dicke des Kondensatfilms gleich, so dass der Wärmeübergangswiderstand in der Kondensationszone geringer ausfällt. Dementsprechend steigt der durch das Wärmerohr übertragene Wärmestrom an.

Bryszewska-Mazurek [Bry-09] führte Untersuchungen mit solch einem mit R245fa betriebenen Wärmerohr durch, bei dem über eine in den Kondensationsbereich eingebrachte stabförmige Hochspannungselektrode Feldstärken von bis zu 1600 kV/m auf der Innenseite der Kondensationsoberfläche erreicht wurden. Hierbei ergab sich, dass die größte Leistungssteigerung bei Verwendung einer positiven Gleichspannung

festgestellt werden konnte. Sie betrug bei der genannten Feldstärke gegenüber dem spannungslosen Fall 8%.

Da für den Betrieb einer EHD-Heatpipe eine Hochspannungsquelle benötigt wird, ist eine solche Heatpipe von aktiven Quellen abhängig und somit nicht autark. Die Zuverlässigkeit der EHD-Heatpipe hängt somit direkt von der Zuverlässigkeit der Hochspannungsversorgung ab. Darüber hinaus ist zu beachten, dass mit der Hochspannung hohe Sicherheitsanforderungen einhergehen, die ihrerseits zu einer nicht zu vernachlässigenden Komplexität des Gesamtaufbaus führen. Insofern ist die Aussage Reays [Rea-14] verständlich, dass sich der Einsatz von EHD-Heatpipes bisher im Wesentlichen auf Laboranwendungen beschränkt.

2.1.2 Kühlung von elektronischen Bauteilen

Bei einem IGBT entstehen nach Campbell [Cam-07] während des Übergangs vom leitfähigen in den nicht leitfähigen Zustand Schaltverluste, die zu einer Temperaturerhöhung führen. Dabei darf jedoch nach Wang [Wan-13] die maximal zulässige Sperrschichttemperatur von 125°C bei silizium-basierten IGBT, 150°C bei Trench-IGBT bzw. 200°C im Fall von Siliziumkarbid-IGBT nicht überschritten werden. Wang [Wan-13] führt an dieser Stelle weiter aus, dass der Trend nach immer leistungsfähigeren Komponenten zusammen mit dem Wunsch nach einer weitergehenden Miniaturisierung mit immer größeren Leistungsdichten einhergeht, die für bisherige Kühlsysteme eine Herausforderung darstellen. Dabei gilt es insbesondere zu gewährleisten, dass neben der Einhaltung der oben genannten maximalen Temperaturgrenzwerte eine möglichst gleichmäßige Temperaturverteilung über den IGBT hinweg gegeben ist.

Um die auf einer relativ kleinen Fläche in der Größenordnung von 1 cm² anfallende Verlustleistung effizient abzuführen, bietet sich eine Flüssigkeitskühlung an. Hierbei ist prinzipiell zwischen Einphasen- und Zweiphasensystemen zu unterscheiden. Ein Beispiel für ein typisches Einphasensystem ist eine Umlaufkühlung, bei der sich als Arbeitsmedium Wasser aufgrund der damit zu erreichenden hohen Wärmeübergangskoeffizienten anbietet [Gil-99]. Damit es allerdings im Fall einer Wasserumlaufkühlung nicht zu Kurzschlüssen kommt, müssen nach Gillot [Gil-99] isolations-technische Maßnahmen in Form von Isolierplättchen ergriffen werden, die ihrerseits jedoch mit einem Wärmeübergangswiderstand behaftet sind. So beträgt nach Gillot der thermische Widerstand von AlN ca. $R_{th} \approx 0,02$ K/W. Diese Wärmebarriere ist bei Verwendung einer nicht leitfähigen Flüssigkeit wie z.B. C₆F₁₄, welche auch unter der Bezeichnung FC-72 bekannt ist, obsolet. Um jedoch mit einem solchen Medium Wärmeübergangskoeffizienten zu erhalten, die mit Wasser vergleichbar sind, ist die

anfallende Verlustwärme über die Latentwärmeenergie im Rahmen eines Verdampfungsprozesses zu binden. Damit ergibt sich ein Zweiphasensystem mit direktem Kontakt zu den zu kühlenden Bauteilen.

Diese direkte Zweiphasenkühlung wird bei GTO-Thyristoren, die von einer nicht leitenden Flüssigkeit überspült werden, schon länger angewendet. So berichtet Tantolin [Tan-94] vom Einsatz einer solch gestalteten direkten Flüssigkeitskühlung bei Traktionsumrichtern des französischen Hochgeschwindigkeitszugs TGV. Demgegenüber stellt Saums [Sau-11] fest, dass derartige direkt wirkende Zweiphasenkühlsysteme für IGBT erst am Beginn ihrer Markteinführung stehen. Damit ergibt sich an dieser Stelle weiterer Forschungsbedarf hinsichtlich der Optimierung solcher Systeme.

Parallel dazu werden auch Ansätze verfolgt, bei denen das Arbeitsmedium nur in indirektem Kontakt mit der Chipoberfläche steht. Smitka [Smi-14] untersucht in diesem Zusammenhang zur Kühlung von IGBT den Einsatz einer Loop Heatpipe, bei der es keine entgegengesetzt gerichteten Bewegungen von Gas- und Flüssigkeitsphase gibt.

Die Problemstellung, Sperrschichttemperaturen möglichst effizient zu begrenzen, besteht nicht nur bei IGBT, sondern bei allen elektronischen Bauelementen, bei denen eine konventionelle Kühlung aufgrund der immer höheren Leistungsanforderungen gepaart mit einer weitergehenden Miniaturisierung immer schwieriger fällt. So spricht Li [Li-15] gar davon, dass die effektive Kühlung in Bezug auf die weitere Entwicklung von LED gar einen Flaschenhals darstellt. Hierbei betont Li, dass durch den Einsatz von Wärmerohren nicht nur höhere Wärmeströme abgeführt werden können, sondern sich zusätzlich Gewichtseinsparungen von bis zu 90% gegenüber herkömmlichen Kühlkörpern aus Aluminium ergeben.

2.1.3 Thermosiphon mit Hochspannungsbelastung

Die grundsätzliche Frage, inwieweit Wärmerohre auch bei solchen Feldstärken eingesetzt werden können, wie sie typischerweise in hochspannungstechnischen Anlagen vorkommen, wurde auf Veranlassung des US-amerikanischen Energieministeriums von Dethlefsen [Det-82] 1982 untersucht. Dabei beschränkten sich die Versuche auf das Wärmeübertragungs- sowie das Durchschlagverhalten. Als Arbeitsmedien kamen die Kältemittel R11, R12 und R113 zum Einsatz.

Das Wärmerohr bestand bei Dethlefsen im Wesentlichen aus einer Röhre aus weitestgehend elektrisch nicht leitfähigem Al_2O_3 , an die sich beiderseits Sektionen aus sauerstofffreiem Kupfer anschlossen, die als Verdampfer- bzw. Kondensations-

bereich dienten (s. **Abb. 2.2**). Im Gegensatz zu einem gewöhnlichen Wärmerohr war die Kondensationszone um ein Ausdehnungsbehältnis ergänzt, welches für ein Zusatzgas wie SF_6 Platz bot, ohne dass es zu einer Blockade des Kondensationsbereichs kam. Zweck dieses Zusatzgases war es, zu verhindern, dass es bei niedrigen Temperaturen in Folge des dann ebenfalls niedrigen Dampfdrucks des eigentlichen Arbeitsmediums zu einer Entladung innerhalb des Wärmerohrs kommen konnte.

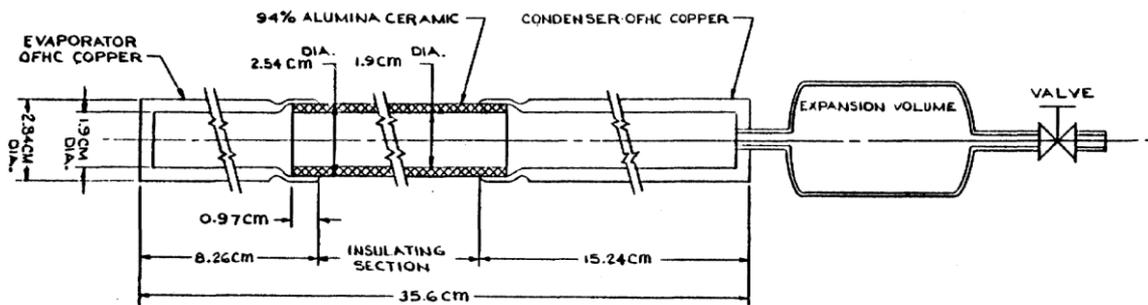


Abb. 2.2: Wärmerohr nach Dethlefsen. [Det-82]

Das Wärmerohr wurde dann in die Versuchsanordnung eingebaut, die in **Abb. 2.3** dargestellt ist. Während der Wärmeeintrag über die elektrisch beheizte Verdampferzone auf Erdpotential erfolgte, wurde die in die auf Hochspannungspotential befindliche Elektrode eingebrachte Wärmeenergie über eine forcierte Luftkühlung abgeführt. Mit dieser Konstruktion konnte das Wärmerohr mit Wechselspannungen von bis zu 145 kV beaufschlagt werden, bevor es zum Überschlag entlang der Außenfläche des Wärmerohrs kam. Zwar geht Dethlefsen nicht auf die bei dieser Spannung wirkende mittlere elektrische Feldstärke \bar{E} innerhalb des Wärmerohrs ein, jedoch kann diese in Verbindung mit den in **Abb. 2.2** gegebenen Maßen – ohne Berücksichtigung des beiderseitigen Einführungsbereichs in die Elektroden mit ungenannten Krümmungsradien – grob zu

$$\bar{E} = \frac{U}{d} = \frac{145 \text{ kV}}{121 \text{ mm}} \approx 1,20 \frac{\text{kV}}{\text{mm}} \quad (\text{Gl. 2.1})$$

abgeschätzt werden. Bei einer größeren Variante mit ungenannten Abmessungen seien darüber hinausgehend auch Spannungen von bis zu 270 kV möglich gewesen.

Als Versuchsergebnis ergab sich, dass bei Verwendung von R11 als Arbeitsmedium die Wärmeübertragungsleistung unabhängig von der angelegten Spannung war und sich für das Wärmerohr ein thermischer Widerstand von $R_{\text{th}} \approx 0,1 \text{ K/W}$ einstellte. Demgegenüber konnte das TE-Verhalten nicht untersucht werden. Es ist zu vermuten, dass die auf Hochspannungspotential liegenden Komponenten mit ihren teils geringen Krümmungsradien (s. **Abb. 2.3**) zum Einsatz von Koronaentladungen führten, die mögliche TE-Aktivitäten innerhalb des Wärmerohrs deutlich über-

lagerten. Darüber hinaus berichtet Dethlefsen von Feldüberhöhungen im Übergangsbereich zwischen Elektroden und Al_2O_3 -Röhre.

Da keine weiterführenden Untersuchungen in diese Richtung gefunden werden konnten, muss die Forschung von Dethlefsen als einzelstehend hingenommen werden.

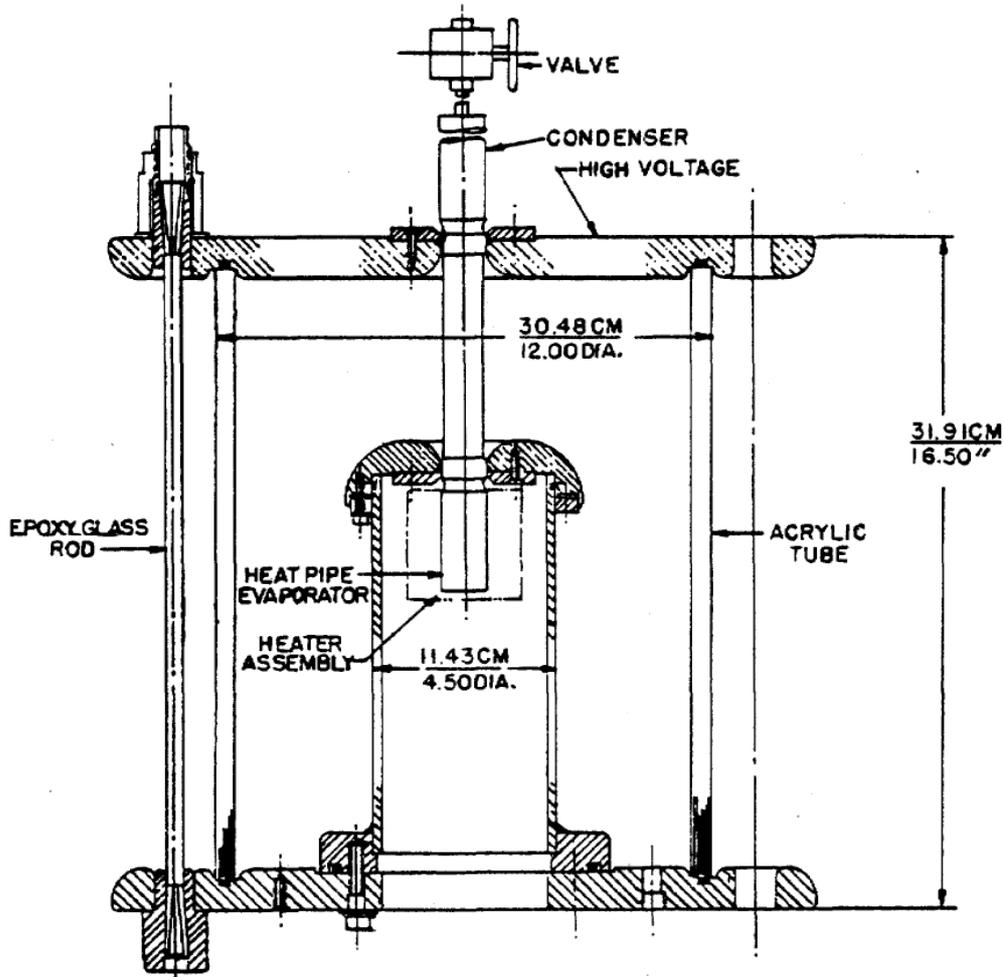


Abb. 2.3: Von Dethlefsen verwendete Versuchsanordnung. [Det-82]

2.1.4 Simulation eines Wärmerohrs

Für das experimentell bestimmte thermische Verhalten von Wärmerohren finden sich zahlreiche Beispiele in der Literatur. Allerdings haben nach Lips [Lip-14] die Gestaltung der Verdampferzone, des Kondensationsbereich sowie die generellen Abmessungen eine signifikante Auswirkung auf das thermische Verhalten eines Wärmerohrs. Einen ähnlich großen Einfluss hätten die Versuchsbedingungen, unter denen die Experimente durchgeführt würden. Darunter sind unter anderem die Wahl des Arbeitsmediums sowie die während der Versuche verwendeten Temperaturbereiche zu verstehen. Diese Mannigfaltigkeit der unterschiedlichsten Ausprägungen

von Wärmerohren in Verbindung mit den verschiedensten Versuchsbedingungen führen zu Ergebnissen, die nur schlecht miteinander vergleichbar sind. Die unmittelbare Konsequenz daraus ist, dass auch die Vorhersage des thermischen Verhaltens eines neu gestalteten Wärmerohrs rein auf Basis von experimentellen Literaturangaben nur schwer möglich ist.

Aus diesem Grund ist es wünschenswert, das thermische Verhalten eines Wärmerohrs über eine Simulation näherungsweise bestimmen zu können. Dabei sind bei einem Thermosiphon die nachfolgenden physikalischen Prozesse zu berücksichtigen:

- Verdampfung des flüssigen Arbeitsmediums, teilweise unter Blasenbildung
- Von der Verdampferzone zum Kondensationsbereich gerichtete aufsteigende Dampfströmung
- Kondensation des gasförmigen Arbeitsmediums in der Kondensationszone unter Beachtung der dort vorherrschenden Wandeigenschaften, welche einen Einfluss darauf haben, inwieweit der Kondensationsprozess in Film- oder in Tropfenform von statten geht
- Ablauf des Kondensats zurück in Richtung der Verdampferzone

Im Fall einer Heatpipe sind zusätzlich noch die Kapillarkräfte zu beachten, die durch die feinporige Struktur entstehen.

Für die simulative Nachbildung eines Wärmerohrs ist nun zu bedenken, dass die oben genannten Prozesse zeitgleich stattfinden und sich gegenseitig beeinflussen. So kann beispielsweise die aufsteigende Dampfströmung den gegenläufigen Ablauf des Kondensatfilms durch die an der Phasengrenzfläche wirkenden Scherkräfte behindern [Fro-96]. Daher müssen nach Lips [Lip-14] in die Simulation eines Wärmerohrs sowohl hydro- als auch thermodynamische Zusammenhänge einfließen. Ziel der Berechnungen sind meist die Bestimmung der Geschwindigkeitsfelder der Dampf- bzw. der Flüssigkeitsströmung, das im Wärmerohr herrschende Druckfeld und das Temperaturprofil.

Prinzipiell bieten sich für die Nachbildung analytische und numerische Ansätze an, wobei die numerischen Methoden universeller einsetzbar sind, dies aber mit dem Preis einer längeren Berechnungsdauer bezahlen [Lip-14]. Dieser Nachteil wird jedoch teils durch den Umstand kompensiert, dass im Laufe der Zeit immer leistungsfähigere Rechenmaschinen zur Verfügung stehen.

Brahim [Bra-12] berechnete mit einer dreidimensional angelegten finiten Volumenelementmethode die Geschwindigkeiten von Dampf- und Flüssigphase in einer horizontal ausgerichteten und aus Kupfer bestehenden Heatpipe mit Wasser als Arbeitsmedium.

Hierbei zeigten sich bei hohen Wärmeströmen über das Wärmerohr in der adiabaten Zone Geschwindigkeitskomponenten, die nicht in axialer Richtung liegen. Dies beeinflusst vor allem den so genannten „Mitreißeffekt“ (engl. „entrainment“), bei dem die Gasströmung, sofern stark genug ausgeprägt, in der Lage ist, Flüssigkeit aus dem Wandbereich des Wärmerohrs herauszulösen und zurück in Richtung der Kondensationszone zu treiben. Eine ähnliche Untersuchung wurde von Pooyoo [Poo-14] durchgeführt. Das Innenvolumen des Wärmerohrs wurde dabei ebenfalls mit Hilfe der finiten Volumenmethode diskretisiert. Neben den Geschwindigkeiten von Dampf- und Flüssigphase ermittelte Pooyoo zusätzlich das Druck- und Temperaturfeld innerhalb eines Wärmerohrs.

Lin [Lin-13] und Senjaya [Sen-13], [Sen-13a] führten neben Simulationen auch parallel Versuche an transparenten Modellen durch, um die Ergebnisse ihrer Simulationen mit experimentellen Beobachtungen abgleichen zu können. Dass hierbei wiederum Wasser als Arbeitsmedium verwendet wurde, liegt zum einen daran, dass Wasser aufgrund seiner Eigenschaften ein für viele Wärmerohr-anwendungen bevorzugtes Arbeitsmedium darstellt. Die Hintergründe hierzu sind in **Abschnitt 3.1** näher dargestellt. Zum anderen sind im Fall von Wasser genügend thermophysikalische Daten vorhanden, die die Grundlage für die Fluidsimulationen bilden. Darüber hinaus begünstigt der niedrige Sättigungsdampfdruck, welcher bei Temperaturen unter 100°C unterhalb von 0,1 MPa liegt, die Konstruktion einer transparenten Versuchsanordnung.

2.1.5 Wärmerohre in der elektrischen Energietechnik

Bereits 1972 wurde von Corman [Cor-72] im Rahmen einer Patentschrift die Verwendung eines einfachen Wärmerohrs zur Kühlung von Leistungsschaltern vorgeschlagen (s. **Abb. 2.4**). Ziel dabei ist die Abfuhr der Verlustwärme, welche im Bereich der Schaltkontakte aufgrund der dort herrschenden Übergangswiderstände entsteht. Auf diese Weise ist es möglich, den Leistungsschalter bei ansonsten gleichen Abmessungen für höhere Lastströme zuzulassen. Der Kondensationsbereich des Wärmerohres ist mit Kühlrippen versehen, wobei die Konvektion der Umgebungsluft den endgültigen Wärmeabtransport übernimmt. Das Wärmerohr an sich ist somit zwar auf Potential des spannungsführenden Leiters, aber nur einer kleinen Feldbelastung im Nahbereich der potentialführenden Teile ausgesetzt.

Ein weiteres Beispiel für den Einsatz von Wärmerohren im Bereich der elektrischen Energietechnik findet sich in den 1980er-Jahren. So wurde die Idee aufgezeigt, Wärmerohre zur Kühlung von Muffen an Hochspannungskabeln zu verwenden [Rui-84]. Der im Vergleich zum übrigen Kabel erhöhte Übergangswiderstand im

Bereich der Verbindungsstelle zweier Kabel führt auch hier durch Stromwärmeverluste zu einer lokalen Temperaturerhöhung. Durch die Verwendung eines in Längsrichtung zum Leiter eingebauten Wärmerohrs ist es nun möglich, die Verlustwärme in diesem Bereich besser zu verteilen, so dass die Stromtragfähigkeit der gesamten Kabelverbindung erhöht werden kann. Es ist hierbei zu betonen, dass das Wärmerohr auch in diesem Fall keiner nennenswerten elektrischen Belastung ausgesetzt ist.

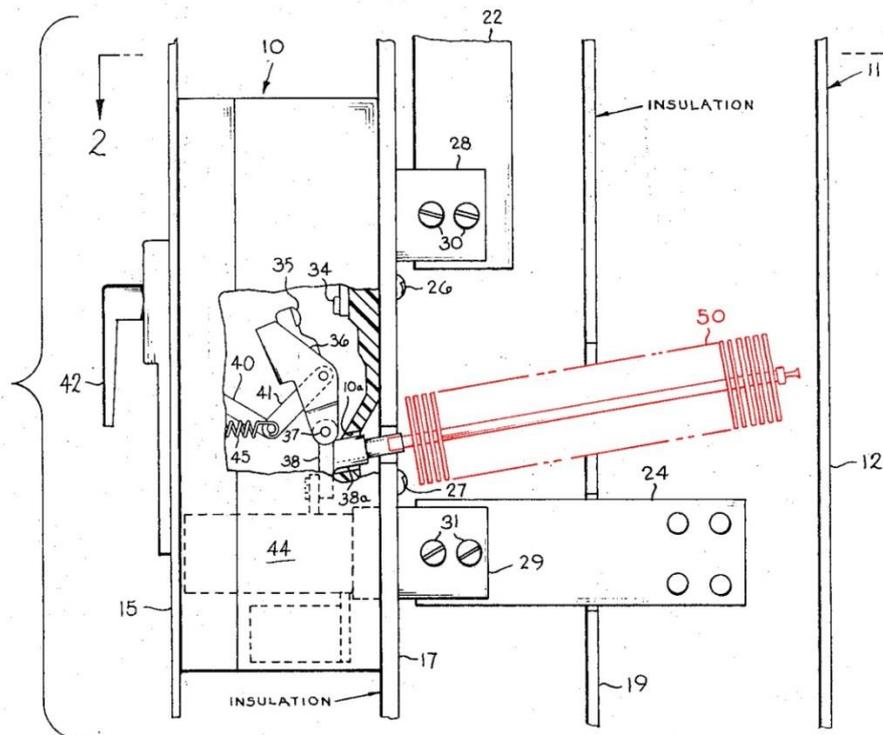


Abb. 2.4: Wärmerohrgekühlter Leistungsschalter, vorgeschlagen von Corman.
Das Wärmerohr ist rot hervorgehoben. Nach [Cor-72]

Im Jahr 2007 wird ein Generatorschalter vorgestellt, der das Wärmerohrprinzip verwendet, um die am Innenleiter anfallende Verlustwärme abzuführen. Die Übertragungsleistung soll damit um mehr als 25% gesteigert werden können [Cha-07]. Im Wesentlichen besteht die Konstruktion dabei aus drei Hauptkomponenten: Dem am hochspannungsführenden Innenleiter angebrachten Verdampfungsbereich, einem Rohr aus einem elektrischen Nichtleiter und einer Kondensationszone, die außerhalb des auf Erdpotential liegenden Gehäuses liegt (s. **Abb. 2.5**). Zwar werden weder Angaben zu den Abmessungen dieser Anordnung noch der darin vorkommenden maximalen elektrischen Feldstärke getätigt, jedoch kann festgehalten werden, dass das Wärmerohr neben den rein wärmetechnischen Eigenschaften auch die volle Potentialdifferenz der Leiter-Erd-Spannung von bis zu

14,6 kV halten muss. Dabei entstehen besondere Anforderungen an das zu verwendende Arbeitsmedium, auf die in **Abschnitt 3** eingegangen wird.

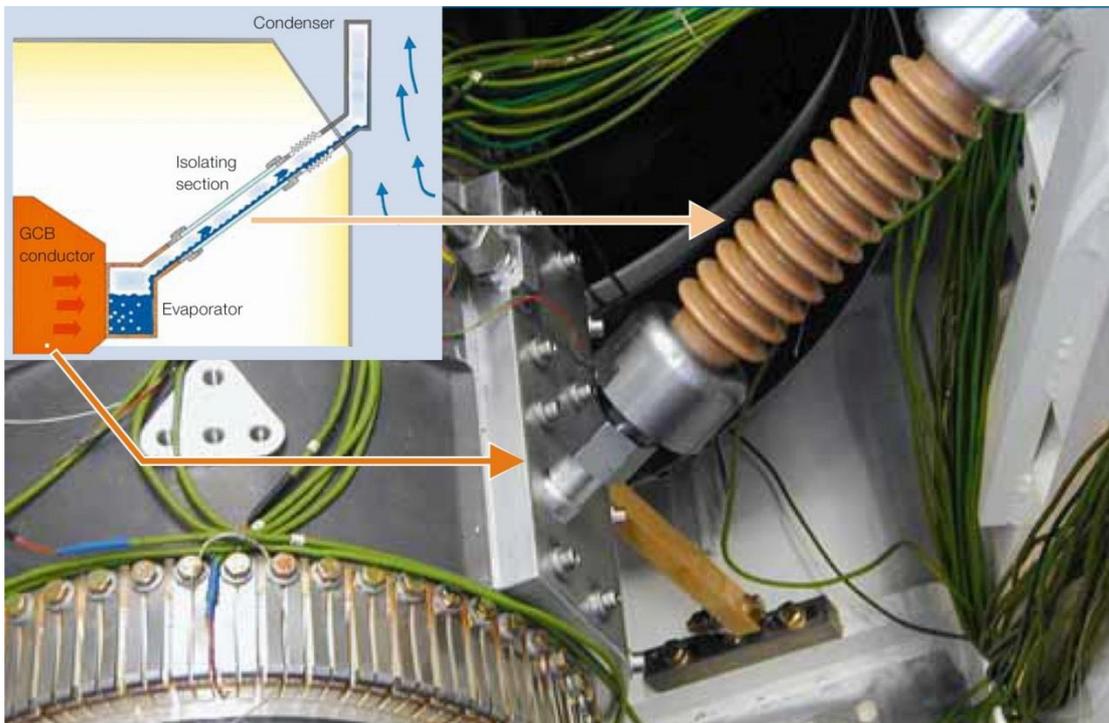


Abb. 2.5: Einsatz eines Wärmerohrs bei einem Generatorschalter. Nach [Cha-07]

Im Dezember 2013 wurde unter der Bezeichnung „Dual Port Heat Pipe Structure for Switchgear“ ein weiteres Patent veröffentlicht [Car-12]. Gegenstand dieses Patents ist die Darstellung einer Möglichkeit, wie ein durch Stromwärmeverluste erwärmter Leiter einer gasisolierten Hochspannungsschaltanlage mit Hilfe der Wärmerohrtechnik gekühlt werden kann. Eine Hochspannungsschaltanlage besteht nach dem Verständnis des Autors Patrick Fischer-Carne aus diversen Untereinheiten, darunter Leistungsschalter, Sammelschienen sowie Kabelübergängen. Unter Hochspannung sind, im Sinne des Patents, ohne Begrenzung alle Spannungen zu verstehen, die oberhalb von 1 kV liegen.

Zur besseren Illustration beinhaltet die Patentschrift zwei Abbildungen, welche im Rahmen dieser Arbeit als **Abb. 2.6** bzw. **Abb. 2.7** bezeichnet werden. Während in **Abb. 2.6** schemenhaft gezeigt wird, wie das Wärmerohr in einer Schaltanlage montiert werden könnte, geht **Abb. 2.7** detaillierter auf die Gestaltung der Verdampfersektion ein. Zur näheren Erläuterung der in den Abbildungen genannten Zahlenverweise sei direkt auf die Patentschrift verwiesen.

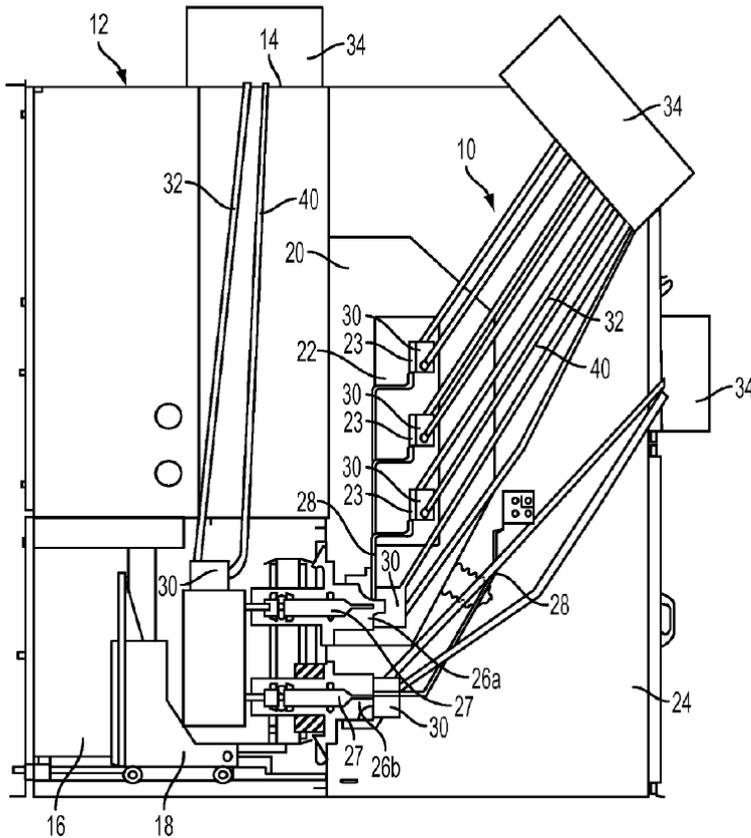


Abb. 2.6: Originalbildunterschrift: „Fig. 1 is a view of a cooling apparatus in the form of a heat pipe structure in accordance with an embodiment, shown mounted in a switchgear.“; [Car-12]

Der Verdampfer (s. **Abb. 2.7**) soll hierbei Abmessungen von 4" x 4" x 0,75" aufweisen, was etwa 10,2 cm x 10,2 cm x 1,9 cm entspricht. Wesentlicher Bestandteil des Verdampfers sind die mäanderförmig angelegten Nuten, in welchen das flüssige Arbeitsmedium nach oben steigt, verdampft und Wärme aufnimmt. Dieses Design soll die zur Verfügung stehende Fläche für den Wärmeübergang vergrößern, wodurch die Effektivität des Wärmerohrs steigt.

Weiterhin geschieht der Rücklauf der kondensierten Flüssigkeit nicht in demselben Volumen, in dem die Gasphase Richtung Kondensationszone aufsteigt. Dadurch wird vermieden, dass sich die entgegengesetzt laufende Gas- und Flüssigkeitsphase durch Scherkräfte entlang ihrer Phasengrenzfläche gegenseitig behindern.

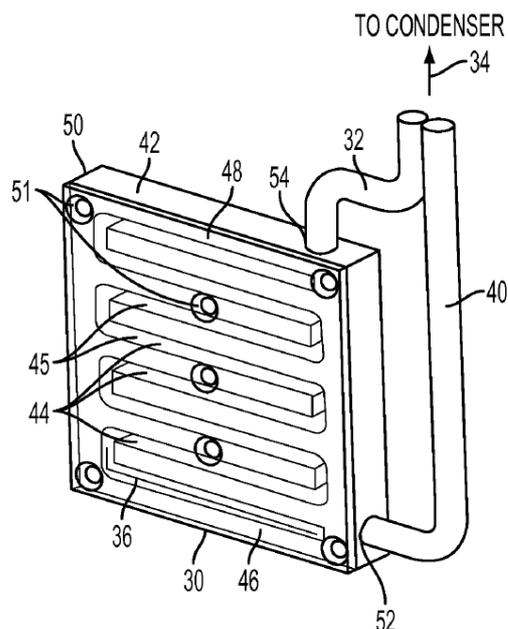


Abb. 2.7: Originalunterschrift: „Fig. 2 is an enlarged view of the evaporator and fluid conduits of the heat pipe structure of Fig. 1, with the evaporator shown with a transparent cover plate for clarity of illustrating the internal passage structure thereof.“; [Car-12]

Als mögliche Arbeitsmedien, welche geeignete Isolationseigenschaften für das Wärmerohr aufweisen würden, werden in der Patentschrift neben R134a die Kältemittel R245fa, NOVEC-649™ und HFE-7100™ genannt.

2.2 Aufgabenstellung

Die gesteigerten Leistungsanforderungen an hochspannungstechnische Anlagen führen in Kombination mit dem Wunsch, möglichst kompakte Abmessungen zu realisieren, zu einer immer höheren Leistungsdichte. Jedoch ist eine Steigerung der Leistungsdichte nur möglich, wenn es gelingt, die anfallende Verlustwärme zu beherrschen und abzuführen.

Auch wenn Wärmerohre mittlerweile erfolgreich im Bereich der elektrischen Energietechnik eingesetzt werden, wie der in **Abschnitt 2.1.5** gezeigte Generatorschalter zeigt, besteht weiterhin Forschungsbedarf. So ist es unbekannt, inwieweit das Prinzip des Wärmerohrs auch geeignet ist, hochspannungsführende Komponenten zu kühlen, wenn als Isolationsabstand lediglich die kompakten Abmessungen einer gasisolierten metallgekapselten Anlage zur Verfügung stehen und das Wärmerohr den dort üblichen elektrischen Feldstärken ausgesetzt wird. Für die hierzu notwendigen Untersuchungen sind sowohl Wechsel- wie auch Blitzstoßspannungen zu verwenden. Während der Fokus dieser Versuche auf dem elektrischen Versagen

des Wärmerohrs liegt, ist separat zu betrachten, inwieweit das unter Einfluss eines elektrischen Feldes stehende Wärmerohr Teilentladungen zeigt.

Über die rein nach elektrischen Gesichtspunkten ausgerichteten Versuche hinaus ist zu untersuchen, ob das Anlegen einer Hochspannung auch eine Auswirkung auf das thermische Verhalten des Wärmerohrs hat. Hier stellen sich unter anderem die Fragen, inwieweit die übertragene Wärmeleistung oder der im Wärmerohr herrschende Druck von der von außen angelegten Hochspannung beeinflusst werden.

Zwar erarbeitete Dethlefsen grundlegende Erkenntnisse über das Verhalten eines Wärmerohrs unter Hochspannung, die im Rahmen dieser Arbeit in **Abschnitt 2.1.3** dargestellt sind, jedoch sind die dabei gewonnenen experimentellen Ergebnisse nur bedingt übertragbar. Dies liegt daran, dass zum einen die von Dethlefsen verwendeten Kältemittel R11, R12 und R113 aufgrund ihrer schädlichen Wirkung auf die Ozonschicht gemäß dem Montrealer Protokoll [Mon-87] nicht mehr zur Verfügung stehen und zum anderen ein alternatives Arbeitsmedium grundsätzlich mit anderen physikalischen Eigenschaften einhergeht. Teile dieser Arbeit sind daher auch als Neuauflage der Versuche von Dethlefsen zu verstehen.

Da das innerhalb des Wärmerohrs zirkulierende Kältemittel bei anliegender Hochspannung neben einer thermischen auch einer elektrischen Belastung ausgesetzt wird, ist die Kenntnis der elektrischen Eigenschaften des eingesetzten Arbeitsmediums von Bedeutung. Weil Kältemittel allerdings in der Regel nicht als elektrisches Isoliermedium eingesetzt werden, ist die Datenlage diesbezüglich unbefriedigend. Aus diesem Grund wird diese Arbeit, dessen Kern beim hochspannungsbelasteten Wärmerohr liegt, von Untersuchungen zum elektrischen Verhalten zweier Kältemittel flankiert. Konkret gilt es, Werte für die elektrische Festigkeit, den dielektrischen Verlustfaktor sowie den spezifischen Widerstand experimentell zu bestimmen.

Darüber hinaus ist auch das Ablaufverhalten eines flüssigen Kältemittels unter Einfluss eines elektrischen Feldes zu untersuchen. Aus den dabei gewonnenen Erkenntnissen können Rückschlüsse auf das Verhalten des unter Einfluss eines elektrischen Feldes stehenden Kondensats gezogen werden, welches innerhalb des Wärmerohrs abläuft.

3 Kriterien für ein Wärmerohr in der Hochspannungstechnik

Dieses Kapitel der Arbeit beschreibt, auf welche Sachverhalte geachtet werden muss, wenn ein Wärmerohr eingesetzt werden soll, über welches im Betrieb eine elektrische Potentialdifferenz ansteht. Im Gegensatz zum spannungslosen Fall müssen hier besondere Gegebenheiten beachtet werden, um einen störungsfreien Betrieb zu ermöglichen.

3.1 Wahl des Arbeitsmediums

Die Wahl des Arbeitsmediums ist in diesem Zusammenhang sicherlich die wichtigste Entscheidung, die die Leistungsfähigkeit des Wärmerohrs beeinflusst. Im Idealfall hat das Arbeitsmedium folgende allgemeingültige Eigenschaften:

- Im Bereich der gewünschten Betriebstemperatur des Wärmerohrs muss das Arbeitsmedium in der flüssigen Phase vorliegen. Die höchste Betriebstemperatur muss dabei allerdings unterhalb der für das Medium kritischen Temperatur liegen.
- Es besitzt
 - eine möglichst hohe Oberflächenenergie σ_L , welche der Tropfenbildung förderlich ist,
 - eine möglichst hohe Verdampfungsenthalpie Δh , so dass möglichst viel Wärmeenergie je Gramm verdampften Arbeitsmediums abgeführt wird sowie
 - eine möglichst geringe kinematische Viskosität ν , so dass das flüssige Kondensat möglichst leicht in die Verdampferzone zurückfließen kann.

Aus diesen drei Größen lässt sich nach Reay [Rea-14] die sogenannte Merit-Zahl

$$M_e = \frac{\sigma_L \cdot \Delta h}{\nu} \quad (\text{Gl. 3.1})$$

berechnen, die einen Hinweis auf die spätere Leistungsfähigkeit des Wärmerohrs zulässt und womit verschiedene in Frage kommende Arbeitsmedien verglichen werden können. Hierbei gilt, dass je höher diese Merit-Zahl M_e ausfällt, desto vielversprechender ein Medium unter rein thermischen Gesichtspunkten erscheint.

Bei Anwendung der Gleichung (Gl. 3.1) muss bedacht werden, dass alle Parameter temperaturabhängig sind und für die jeweils angestrebte Arbeitstemperatur betrachtet werden müssen. Als Beispiel ist der Verlauf der Merit-Zahl der Kältemittel R134a und R227ea in Abhängigkeit der Temperatur in **Abb. 3.1** dargestellt. Der stark abknickende Verlauf bei ca. 100°C ist gekennzeichnet durch den kritischen Punkt der beiden Medien.

Zum Vergleich zu diesen Kältemitteln ist in **Abb. 3.1** zusätzlich die Merit-Zahl für Wasser dargestellt. Die um mehr als eine Größenordnung höhere Merit-Zahl ist hier maßgeblich der hohen Verdampfungsenthalpie des Wassers geschuldet und ist nach Reay [Rea-14] der Grund, weshalb, sofern im jeweiligen Anwendungsfall die dielektrischen Eigenschaften eines Arbeitsmediums nachrangig sind, Wasser im Temperaturbereich zwischen 30°C und 200°C das Mittel der Wahl ist.

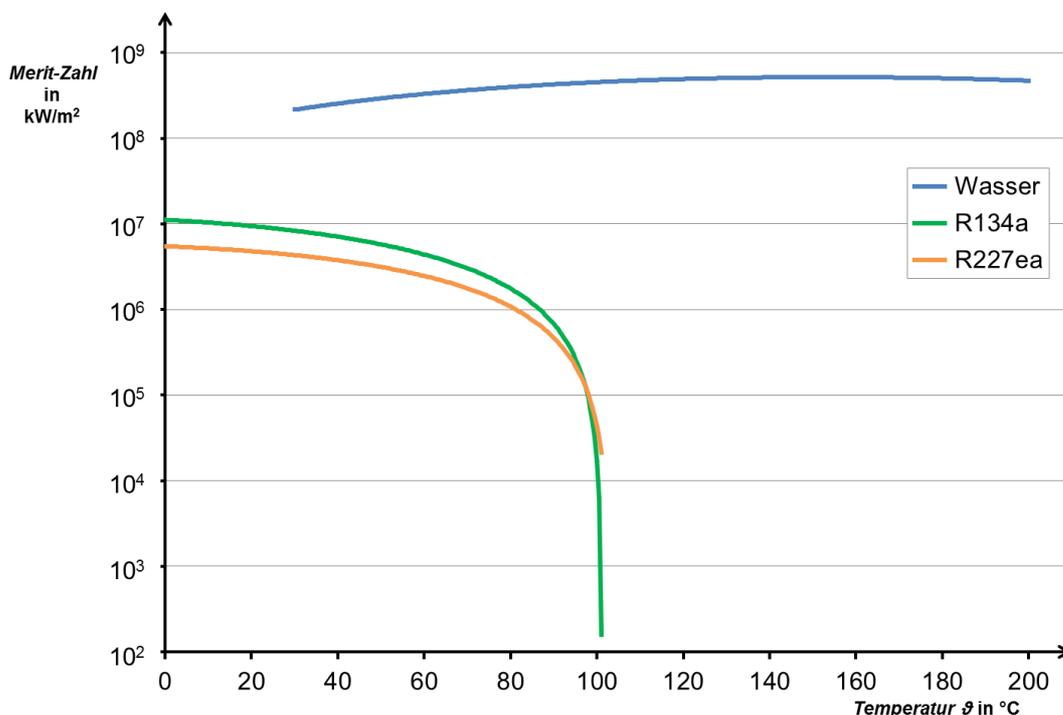


Abb. 3.1: Merit-Zahl von Wasser (blau), R134a (grün) und R227ea (orange) in Abhängigkeit der Temperatur unter Sättigungsbedingungen. Datengrundlage: [Lem-15]

- Die auftretenden Dampfdrücke sollten mit vertretbarem Aufwand zu beherrschen sein, so dass die aus Gründen des Berstschatzes notwendigen Maßnahmen die Komplexität des Gesamtsystems nicht unverhältnismäßig erhöhen.
- Es ist ungiftig, nicht brennbar und/oder brandfördernd.

Abseits dieser rein technischen Aspekte sollte bedacht werden, dass ein in Betracht gezogenes Arbeitsmedium soweit absehbar auch in der Zukunft verfügbar ist und keinen (geplanten) Restriktionen hinsichtlich seines Einsatzes unterworfen ist. Zusätzlich ist auch auf der Anwenderseite ein zunehmendes Umweltbewusstsein festzustellen, welches dem Einsatz umweltschädlicher Substanzen entgegenstehen kann.

Im Temperaturbereich, der für die Hochspannungstechnik relevant ist und insbesondere für gasisolierte metallgekapselte Anlagen durch die [DIN EN 62271-1] näher definiert wird, kommen als Arbeitsmedien gängige Kältemittel wie z.B. R134a oder R227ea in Frage, die unter anderem in Klimaanlage eingesetzt werden. Bei diesen Medien sind die wesentlichen elektrischen Eigenschaften allerdings nur in den seltensten Fällen vollständig bekannt. Zu diesen Materialeigenschaften zählen

- die elektrische Festigkeit von gasförmiger und flüssiger Phase,
- der dielektrische Verlustfaktor,
- der spezifische Widerstand,
- die relative Permittivität der Flüssigphase.

Weiterhin muss die Beständigkeit des Arbeitsmediums gegenüber elektrischen Feldern gegeben sein, so dass es als langzeitstabil erachtet werden kann. Denn sollte sich das Arbeitsmedium in einem Wärmerohr im Laufe der Zeit zersetzen, führt dies neben der Bildung von nichtkondensierbaren Gasen, welche die thermische Übertragungsfähigkeit des Wärmerohrs einschränken, nach Solvay [Sol-10] eventuell auch zur Bildung von aggressiven Spaltprodukten. Diese sind ihrerseits in der Lage, das umgebende Wandmaterial zu schädigen. Dabei ist laut Solvay [Sol-10] zu beachten, dass in der Praxis Kältemittel niemals in einem chemisch absolut reinen Zustand vorkommen und sie fast immer mit etwas Öl und geringen Mengen Wasser verunreinigt sind. Diese unerwünschten Zusatzinhalte könnten sich dann beim Stromdurchgang elektrolytisch zersetzen und Ausgangspunkt für weitere Reaktionen sein.

Gbur [Gbu-05] führt in diesem Zusammenhang aus, dass bereits geringe Unreinheiten, welche die thermischen Eigenschaften eines Kältemittels nicht beeinflussen, einen erheblichen Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften haben können. Dies führt dazu, dass sich das gleiche Medium von unterschiedlichen Herstellern unter elektrischen Gesichtspunkten verschieden verhalten kann. Es ist sogar möglich, dass derlei Effekte bei ein und demselben Hersteller chargenabhängig sind. Aus diesem Grund ist auf eine möglichst hohe Reinheit des Mediums zu achten,

wie es zum Beispiel für pharmazeutische Produkte üblich ist, um den Einfluss von Unreinheiten innerhalb des Kältemittels möglichst zu minimieren.

3.2 Wahl des Wandmaterials

Für einen Langzeiteinsatz ist die chemische Beständigkeit zwischen den einzelnen Materialien sicherzustellen. Dabei ist darauf zu achten, dass jegliche Aussagen bezüglich der chemischen Beständigkeit über den gesamten Temperaturbereich, in dem das Wärmerohr eingesetzt werden soll, Gültigkeit besitzen müssen.

Weiterhin muss bedacht werden, dass laut Solvay [Sol-10] viele Kältemittel eine stark lösende Wirkung auf Öle und Fette haben, die teilweise während des Bearbeitungsprozess jedoch unabdingbar sind. Sind diese Schmierstoffe zum Zeitpunkt des Befüllvorgangs mit einem Kältemittel z.B. infolge einer unzureichenden Reinigung in irgendeiner Form noch präsent, ist die unmittelbare Konsequenz eine Verunreinigung des Arbeitsmediums, welche ihrerseits schwerwiegende Konsequenzen bezüglich der elektrischen Eigenschaften mit sich bringen kann. Es muss also darauf geachtet werden, dass alle Teile, mit denen das Kältemittel in Kontakt kommt, unbedingt sauber und trocken sein müssen. Dieser Umstand erfordert bestmögliche Reinheitsbedingungen.

4 Eigenschaften von R134a und R227ea

4.1 Dampfdruck und Verdampfungsenthalpie

Im Zuge der mit Wechselfspannung durchgeführten Versuche zur elektrischen Festigkeit stellte sich heraus, dass es im Fall von flüssigem R134a zu einem sehr hohen Energieeintrag in die Flüssigkeit kommt, was auf einen hohen dielektrischen Verlustfaktor hinweist. Dies konnte durch separate direkte Messungen des dielektrischen Verlustfaktors bestätigt werden. Aus diesem Grund wurde zusätzlich das Kältemittel Heptafluorpropan, auch bekannt unter dem Namen R227ea, näher in Bezug auf seine elektrischen Eigenschaften untersucht. R227ea bietet im Vergleich zu R134a ähnliche Charakteristiken bezüglich Dampfdruck (s. **Abb. 4.1**), Verdampfungsenthalpie (s. **Abb. 4.2**) und Merit-Zahl (s. **Abb. 3.1**) und kann daher als mögliche Alternative zu R134a gesehen werden.

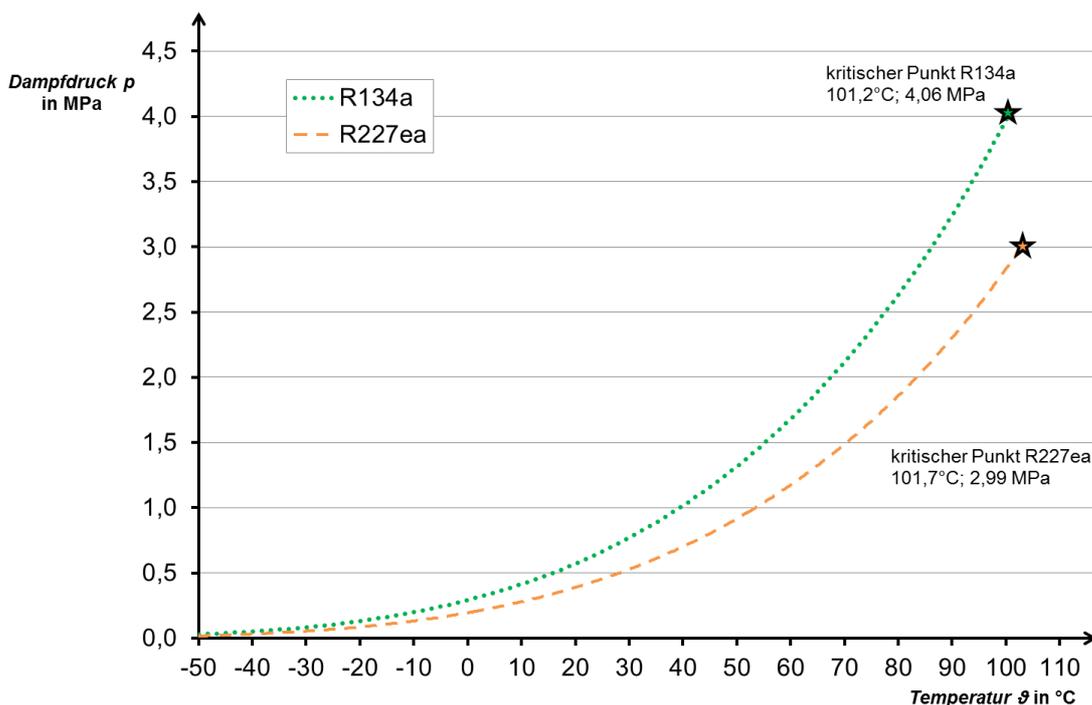


Abb. 4.1: Dampfdruckkurve von R134a (grün gepunktet) und R227ea (orange gestrichelt) im Sättigungszustand. Der Stern symbolisiert den kritischen Punkt der jeweiligen Medien. Daten nach [Lem-15]

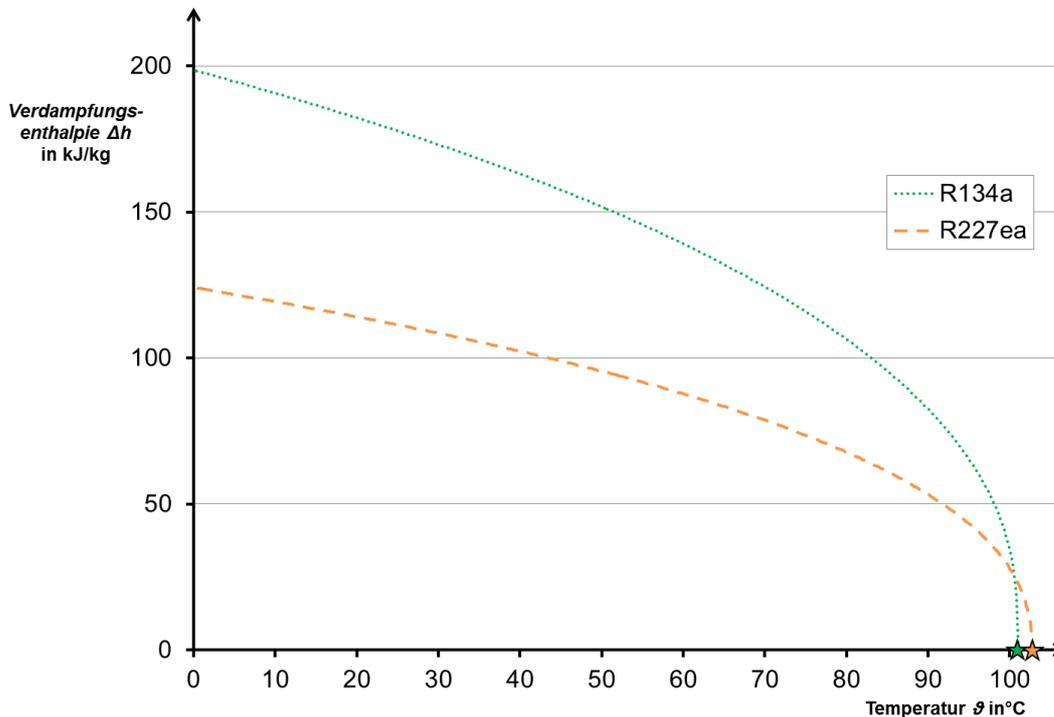


Abb. 4.2: Verdampfungsenthalpie von R134a (grün gepunktet) und R227ea (orange gestrichelt) in Abhängigkeit der Temperatur unter Sättigungsbedingungen. Der Stern symbolisiert den kritischen Punkt der jeweiligen Medien. Daten nach [Lem-15]

In **Abschnitt 3.1** wurde beschrieben, dass sich ein Arbeitsmedium unter dem Einfluss eines elektrischen Feldes nicht zersetzen darf. Allerdings zeigten sich im Rahmen der Versuche zur Bestimmung des spezifischen Widerstands im Fall von R134a Zersetzungserscheinungen, für die es keine Hinweise in der zur Verfügung stehenden Literatur gab. Da sich diese Erkenntnis erst zu einem Zeitpunkt ergab, nachdem bereits alle thermischen und elektrischen Versuche am Wärmerohr durchgeführt worden waren, wurde darauf verzichtet, alle Versuche mit einem mit R227ea betriebenen Wärmerohr zu wiederholen.

Diese Entscheidung fiel vor allem mit Hinblick auf die nur leicht geringere Merit-Zahl von R227ea im Vergleich zu R134a. Demzufolge ist davon auszugehen, dass ein Wärmerohr, in welchem R227ea statt R134a als Arbeitsmedium verwendet wird, keine grundsätzlich andere thermische Charakteristik aufweist. Bezüglich der elektrischen Eigenschaften ist festzustellen, dass sich für flüssiges R227ea ein geringerer dielektrischer Verlustfaktor im Vergleich zu flüssigem R134a zeigte. Allerdings ergab sich während der Versuche zur Ermittlung der elektrischen Festigkeit, dass es auch bei diesem Kältemittel weit vor Erreichen seiner elektrischen Festigkeit zu einer massiven Gasblasenentwicklung kam. Daher ist davon auszugehen, dass sich auch dieses Kältemittel im unter Spannung stehenden Wärmerohr ähnlich verhält.

4.2 Elektrische Festigkeit von R134a und R227ea

Die Kältemittel R134a und R227ea wurden bei Raumtemperatur mit Hinblick auf ihre elektrische Festigkeit mit einer Wechselspannung von 50 Hz beaufschlagt. Der Druck wurde dabei für die Untersuchungen der gasförmigen Phase in diskreten Stufen, von 0,1 MPa ausgehend, bis zur Verflüssigungsgrenze gesteigert. Diese liegt bei einer Temperatur von 20°C im Fall von R134a bei 0,57 MPa und für R227ea bei 0,40 MPa. Im Anschluss wurden die Kältemittel im flüssigen Aggregatzustand untersucht.

4.2.1 Versuchsanordnung zur elektrischen Festigkeit

In **Abb. 4.3** ist das für die Versuche maßgebliche Ersatzschaltbild gegeben. Primärseitig wird der Transformator von einem separaten Stelltransformator so gespeist, dass sich sekundärseitig Spannungssteigerungsgeschwindigkeiten von 1 kV/s ergeben. Zwischen dem Transformator und dem Versuchsgefäß ist der Schutzwiderstand R_S verbaut, um den Stromfluss im Durchschlagsmoment zu begrenzen. Die Spannung an sich wird über einen kapazitiven Spannungsteiler gemessen. Kommt es zum Durchschlag, wird die Spannung automatisch abgeschaltet.

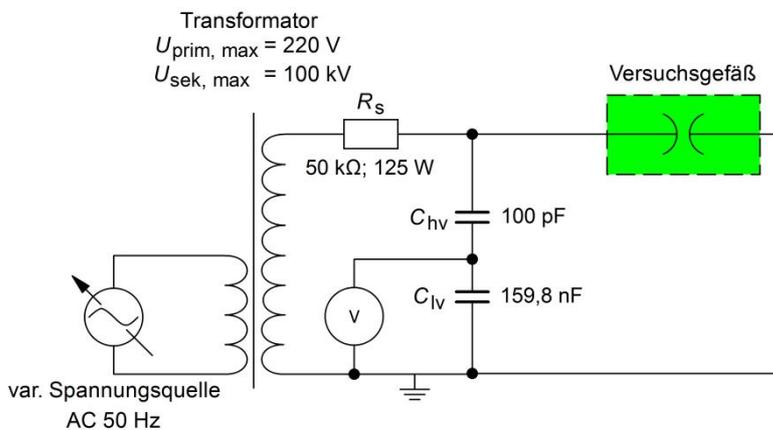


Abb. 4.3: Ersatzschaltbild der Versuchsanordnung zum Durchschlagverhalten von R134a und R227ea.
 Nach [Dsc-15].

Um die nach [DIN EN 60060-2] geforderte Messunsicherheit von 3% gewährleisten zu können, wurde die Aufnahme der Hochspannung über den kapazitiven Teiler im Vorfeld mit dem Referenz-Teiler KVM 200 des Herstellers Phenix abgeglichen. Für diesen Referenz-Teiler gilt nach [DIN EN 60060-2] eine zulässige Messunsicherheit von 1%. Die im Nachgang angegebenen Werte für eine gemessene Hochspannung sind daher ohne weiteren Verweis immer mit einer Messunsicherheit von 3% zu verstehen. Diese Vorgehensweise gilt mit Ausnahme der in **Abschnitt 7.3.1**

genannten Versuche unter Stoßspannung für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuche mit Hochspannung.

Der innerhalb des Versuchsgefäßes herrschende Druck wurde mit Hilfe eines Sensors vom Typ SCPT-150-02-02 von Parker gemessen. Dessen Messunsicherheit liegt bei $\pm 0,075$ MPa. An diesen Sensor angeschlossen wurde ein Datenlogger vom Typ Service Master Easy, welcher ebenfalls aus dem Hause Parker stammt. Hier beträgt die Messunsicherheit $\pm 0,03$ MPa. Weil mit diesem Druckmesssystem, bestehend aus dem genannten Sensor und dem daran angeschlossenen Datenlogger, alle Druckwerte im Zuge dieser Arbeit aufgenommen wurden, sind ohne weiteren Bezug alle gemessenen Druckwerte mit der genannten Messunsicherheit behaftet.

Die nach [DIN EN 60156] gestaltete kalottenförmige Elektrodenanordnung befindet sich in einem Druckgefäß, welches als Schnittansicht in **Abb. 4.4** dargestellt ist. Das die eigentliche Elektrodenanordnung umgebende Druckgefäß besteht im Wesentlichen aus einer zylindrischen Schauglasarmatur mit einem Innendurchmesser von 80 mm. Kernstück dieser Armatur ist der transparente Glaskörper mit einer Wandstärke von 6 mm. Um den Glaskörper auch bei Überdrücken gegenüber der Umgebung in Position zu halten, werden sieben Verstärkungsstreben aus Edelstahl verwendet, die über Muttern zu beiden Seiten mit einem Kunststoffkörper aus PVC-U verbunden werden. Da das Schauglas in der Lage ist, Überdrücken von bis zu 7 bar standzuhalten, kann flüssiges R134a bei einer Raumtemperatur von 20°C und einem Sättigungsdampfdruck von 0,57 MPa untersucht werden. Mittels zweier Flansche wird die Schauglasarmatur zu beiden Seiten hin abgeschlossen. Die Hochspannung wird über ein Kabel mit Hilfe von zwei Kabelverschraubungen druckdicht in das Druckgefäß eingeleitet und zu einer Kontakttulpe geführt, auf deren Weiterführung die hochspannungsführende Elektrode aufgeschraubt wird. Die Erdelektrode steht über eine Stahlstrebe in direktem galvanischen Kontakt mit dem zweiten, ebenfalls auf Erdpotential gehaltenen Flansch. Um die Elektroden in ihrer korrekten Position zu halten, wird eine Stützkonstruktion aus PVC-U verwendet.

Da beide Elektroden auf ihrer Rückseite Gewinde aufweisen, ist es möglich, den Elektrodenabstand stufenlos einzustellen. Während der Versuche sind Abstände von 2,5 mm bzw. 1,0 mm verwendet worden. Diese Abstände unterliegen den durch die in der [DIN ISO 2768-1] definierten Toleranzklasse f gegebenen zulässigen Abweichungen von max. $\pm 0,05$ mm.

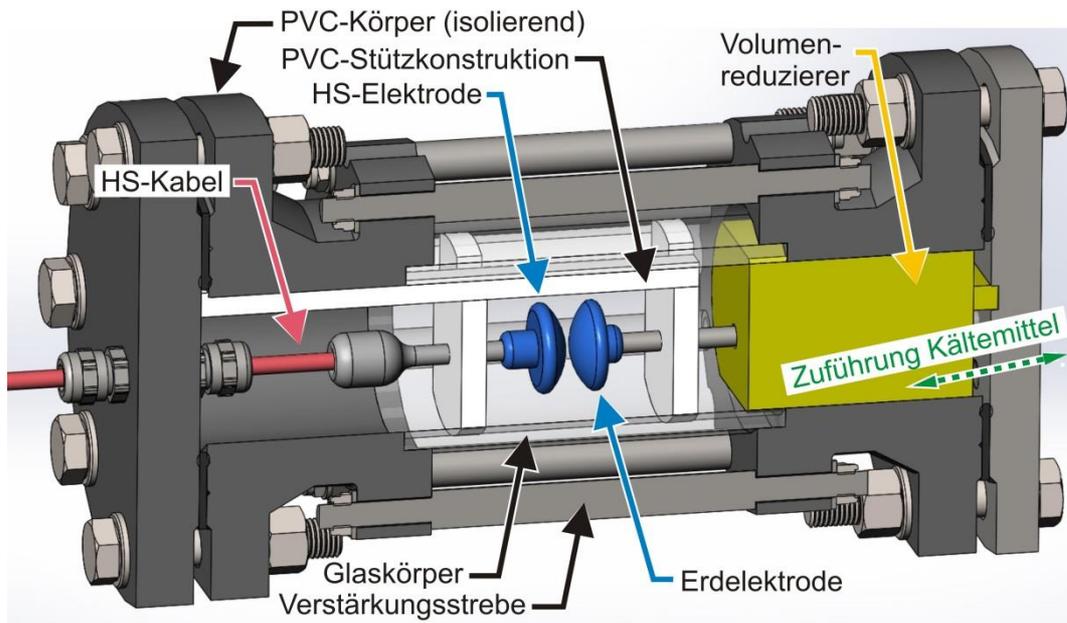


Abb. 4.4: Schnittansicht der in das Schauglas eingebrachten Elektrodenanordnung. Nach [Dsc-15].

Der Volumenreduzierer aus PVC soll das Innenvolumen des Druckgefäßes verkleinern, um den Verbrauch an Kältemittel zu begrenzen. Weiterhin ist dieses Bauteil so gestaltet, dass es überspült wird, sobald der Flüssigkeitspegel – ausgehend von der Elektrodenachse – die von der [DIN EN 60156] geforderte Eintauchtiefe von 40 mm erreicht.

4.2.2 Versuchsdurchführung zur elektrischen Festigkeit

Nachdem alle Bestandteile der Versuchsanordnung gereinigt, zusammengesetzt und auf Druckdichtigkeit geprüft worden waren, wurde das Druckgefäß zunächst mehrfach mit dem zu untersuchenden Kältemittel gespült, um eine möglichst reine Kältemittelatmosphäre zu gewährleisten. Im Anschluss wurde so viel Kältemittel eingeleitet, bis sich der gewünschte Druck einstellte. Bevor mit den eigentlichen Versuchen unter Hochspannung begonnen werden konnte, wurde zunächst einige Minuten gewartet, bis sich die Temperatur des frisch eingefüllten Kältemittels der Umgebungstemperatur angeglichen hatte.

Die Kältemittel wurden mit einer 50-Hz-Wechselspannung bei einer Spannungssteigerungsgeschwindigkeit von 1 kV/s beansprucht, bis es zum Durchschlag kam. Je Druckpunkt wurden 30 Werte aufgenommen, wobei eine Wartezeit von 60 s zwischen zwei aufeinander folgenden Durchschlägen eingehalten wurde. Nachdem die Messwerte anschließend einem Ausreißertest unterzogen und etwaige Ausreißer entfernt worden waren, wurden die verbliebenen Werte eines Druckpunkts in zwei Teilproben aufgeteilt, wobei die ersten zehn und die letzten zehn Realisierungen auf ihre Unabhängigkeit hin überprüft wurden. Durch F-Test, doppelten t-Test und

schließlich den U-Test konnte der Nachweis erbracht werden, dass diese zwei Teilproben einer Grundgesamtheit entstammen. Hierbei wurde für alle statistischen Tests eine Irrtumswahrscheinlichkeit von 5% verwendet. Für weitere Einzelheiten der dabei durchgeführten Berechnungen sei auf Hauschild [Hau-84] verwiesen.

Um den nächsthöheren Druckpunkt einzustellen, war es ausreichend, einfach weiteres Kältemittel in das Druckgefäß einzuleiten. Vorversuche hatten ergeben, dass die „Gasqualität“ unter den vorangegangenen Durchschlägen nicht leidet. Für die Versuche im flüssigen Aggregatzustand musste zusätzlich die Gasflasche beheizt werden, aus der das jeweilige Kältemittel entnommen wurde. Auf diese Weise ergab sich innerhalb der Gasflasche ein im Vergleich zum Druckgefäß erhöhter Dampfdruck, wobei die Druckdifferenz das Medium in Richtung Druckgefäß trieb. Da sich während der Versuche gezeigt hatte, dass beide Kältemittel unter Spannungsbelastung in flüssigem Zustand dazu neigen, Gasblasen zu bilden, wurde für das Kältemittel R134a deren Entstehung und Bewegung mit Hilfe einer Hochgeschwindigkeitskamera vom Typ pco.dimax HD detaillierter untersucht (s. **Abb. 4.5**).

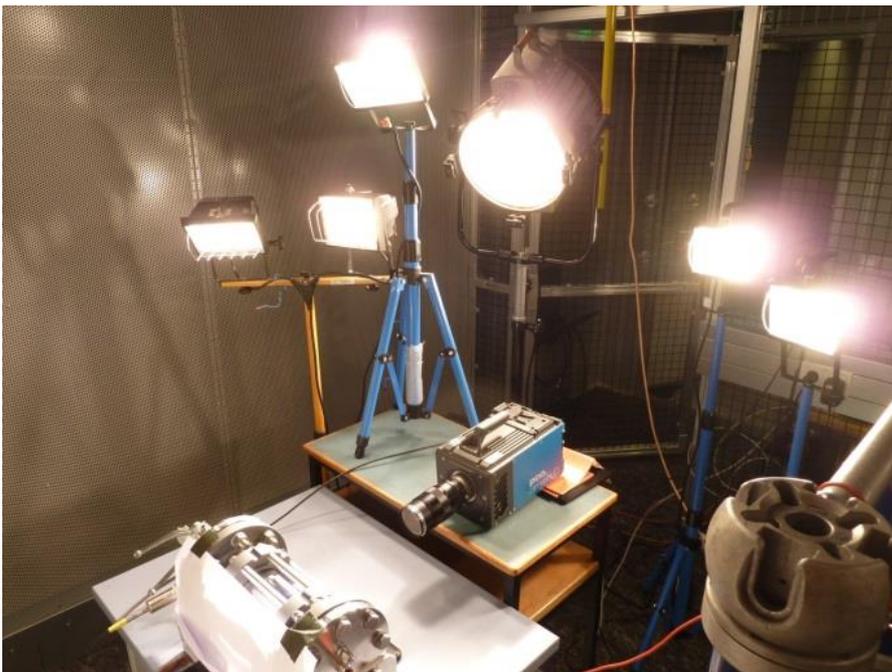


Abb. 4.5: Hochgeschwindigkeitskamera und dazu notwendige Beleuchtung. Das Druckgefäß befindet sich im Sichtfeld der Kamera. [Dsc-15]

4.2.3 Versuchsergebnisse zur elektrischen Festigkeit

Während R134a ausgehend von einem Druck von 0,1 MPa bis zu seinem Verflüssigungsdruck bei einer Temperatur von 20°C in 0,1-MPa-Schritten untersucht wurde, betrug die Schrittweite aufgrund des niedrigeren Verflüssigungsdrucks bei R227ea 0,05 MPa.

Abb. 4.6 zeigt beispielhaft für die Druckstufe von 0,2 MPa die Urlisten der für beide Kältemittel ermittelten Durchschlagspannungen. Es ist dabei festzustellen, dass dabei die Messwerte nur sehr wenig streuten. So lag die experimentelle Standardabweichung in diesem Fall bei 0,7 kV für R134a bzw. 0,4 kV für R227ea. Ein ähnliches Bild ergab sich auch bei den anderen Druckstufen mit ebenfalls relativ geringen experimentellen Standardabweichungen. Darüber hinaus waren keine Konditionierungseffekte festzustellen.

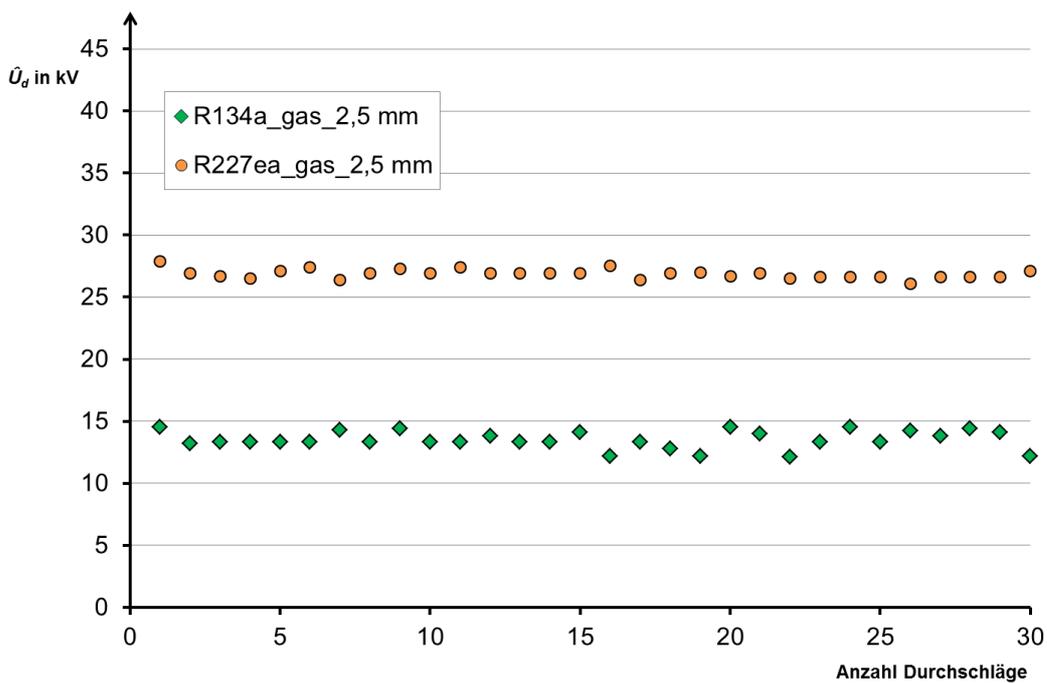


Abb. 4.6: Scheitelwerte der Durchschlagspannung \hat{U}_d im Rahmen der Rohdatenerfassung.
Der Druck p beträgt 0,2 MPa, die Temperatur 20°C, der Elektrodenabstand 2,5 mm.
Nach [Dsc-15].

Da sich während der Experimente herausstellte, dass im Fall von R227ea bei einem Elektrodenabstand von 2,5 mm und größeren Drücken als 0,35 MPa höhere Spannungen benötigt wurden als für das Zuleitungskabel zulässig sind, wurde der Elektrodenabstand auf 1,0 mm reduziert. Aus diesem Grund war es erforderlich, die Versuche mit dem geringeren Elektrodenabstand auch für Drücke unterhalb von 0,35 MPa zu wiederholen.

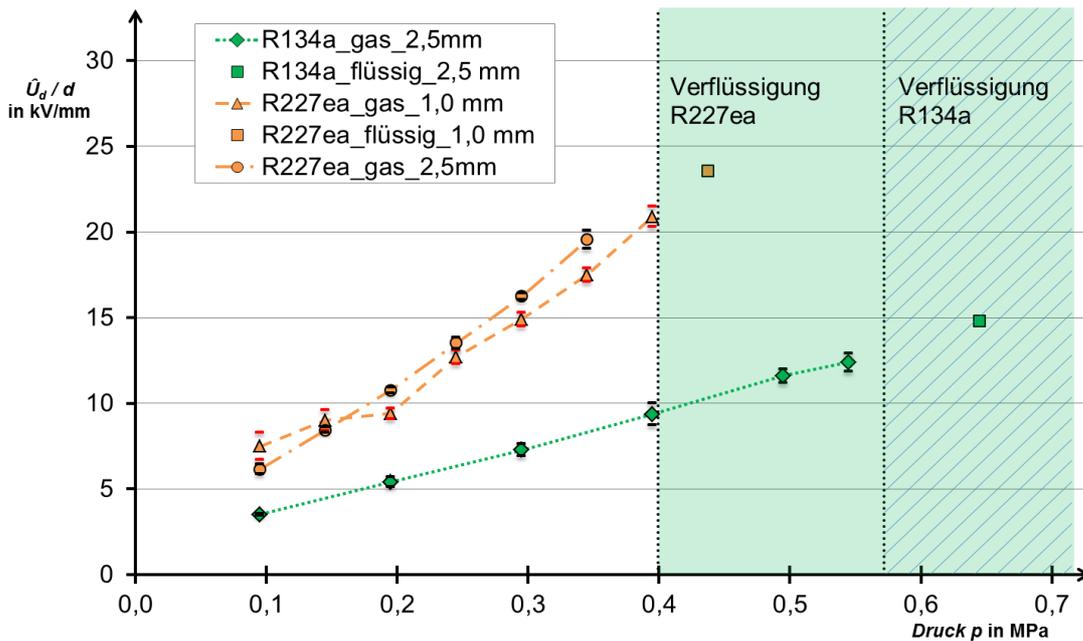


Abb. 4.7: Scheitelwerte der Durchschlagfestigkeit \hat{U}_d/d in Abhängigkeit des Drucks p für R134a bei einem Elektrodenabstand von 2,5 mm (grün gepunktet) und R227ea bei einem Elektrodenabstand von 2,5 mm (orange gestrichelt) bzw. 1,0 mm (orange punkt-gestrichelt). Die Fehlerbereiche entsprechen der experimentellen Standardabweichung ($n = 30$). Die beiden vertikalen Linien repräsentieren die Verflüssigungsdrücke der beiden Kältemittel bei einer Temperatur von 20°C. Nach [Dsc-15].

Die Messergebnisse für beide Kältemittel sind in **Abb. 4.7** zusammengefasst. Dabei ist zu erkennen, dass

- mit zunehmendem Druck die elektrische Festigkeit in etwa linear ansteigt.
- im Fall von R227ea die Änderung des Elektrodenabstands kaum einen Einfluss auf die ermittelte elektrische Festigkeit hat.
- R227ea in gasförmigem Zustand eine elektrische Festigkeit ausweist, die um den Faktor 1,8 bis 2,2 höher ausfällt als die von R134a.

Während der Versuche mit den Elektroden in der Flüssigphase zeigten beide Kältemittel bereits bei Erreichen von 50% der durchschnittlichen elektrischen Festigkeit eine heftige Gasblasenbildung. Ein Erklärungsansatz für dieses Verhalten bietet der dielektrische Verlustfaktor, der in einem gesonderten Versuch untersucht wurde, welcher in **Abschnitt 4.3** vorgestellt wird. So bedingt ein hoher dielektrischer Verlustfaktor eines Mediums bei Wechselfeldbeanspruchung immer einen deutlichen Energieeintrag, der seinerseits zu einer Temperaturerhöhung des Mediums führt. Da sich beim Einfüllvorgang in das Druckgefäß oberhalb der flüssigen Phase ein Gaspolster befindet, ist das komplette Medium im Sättigungszustand. Kommt es nun im Elektrodenzwischenraum lokal zu einer Temperaturerhöhung, steigt an dieser

Stelle der Dampfdruck des Medium, der nun größer ist als der Dampfdruck der restlichen Flüssigkeit. Auf diese Weise können sich dann recht leicht Gasblasen bilden.

Während die Blasen nach oben streben, oszillieren sie im Takt der Netzspannung. Dies ist besonders gut bei der Beobachtung einer einzelnen Blase möglich (s. **Abb. 4.8**). Der Grund für diese Bewegung ist nach Zaghdoudi [Zag-00] in den elektrostatischen Kräften zu sehen, die aufgrund des großen Permittivitätsunterschieds¹ zwischen flüssiger und gasförmiger Phase auf die Blase einwirken und sie in die Länge ziehen. Da im Spannungsnulldurchgang diese Kräfte kurzzeitig nicht präsent sind, geht die Blase in den energetisch günstigsten Zustand über und nimmt die Form einer Kugel ein, die lediglich durch die Aufwärtsbewegung der Blase innerhalb der Flüssigkeit leicht verformt wird.

Bei eingehenderer Betrachtung von **Abb. 4.8** fällt weiterhin auf, dass die Blase nicht nur in die Länge gezogen wird, sondern auch in Gänze horizontal verschoben wird. Diese Bewegung, die der zuvor beschriebenen Oszillation in horizontaler Richtung überlagert ist, erscheint plausibel, wenn die Annahme getroffen wird, dass die Blase elektrisch geladen ist. Dies konnte durch separate Experimente unter Gleichspannung bestätigt werden, wobei sich für die Blasen eine negative Polarität ergab. In diesem Zusammenhang fiel weiter auf, dass die Blasen anscheinend auf der Elektrodenoberfläche und nicht im Elektrodenzwischenraum entstehen und auf diese Weise ein Ladungstransfer denkbar ist.

Die Anzahl der Blasen bzw. die Heftigkeit der Blasenentwicklung ist feldstärkeabhängig, wobei unmittelbar vor Erreichen der Durchschlagsspannung die Elektroden regelrecht von einem „Blasenvorhang“ eingehüllt wurden. Im Rahmen einer Bildserie ist der Moment des Durchschlags in **Abb. 4.9** festgehalten. Er tritt zum Zeitpunkt $t = 0$ als gleißend helle Erscheinung auf, die die nähere Umgebung um den Durchschlag überblendet. Da weiterhin beobachtet werden konnte, wie sich einzelne Blasen miteinander vereinigen, ist es vorstellbar, dass sich für einen kurzen Moment ausschließlich gasförmiges Medium im Elektrodenzwischenraum befindet. Es ist daher davon auszugehen, dass der Durchschlag der flüssigen Phase in Wirklichkeit als Gasdurchschlag stattfindet. Dazu passt, dass sowohl bei R134a als auch bei R227ea die Werte für die elektrische Festigkeit der Flüssigphase in direkter linearer Extrapolation der Werte liegen, die sich für die Gasphase ergeben (s. **Abb. 4.7**).

¹ Die relative Permittivität von flüssigem R134a beträgt bei $\vartheta = 20$ C circa $\epsilon_{r, \text{fl}} = 10$ (s. **Abb. 4.32**). Für die Gasphase kann ein Wert von 1 angenommen werden.

Die hier dargestellten Ergebnisse zur elektrischen Festigkeit wurden im Vorfeld unter [Dsc-15] veröffentlicht.

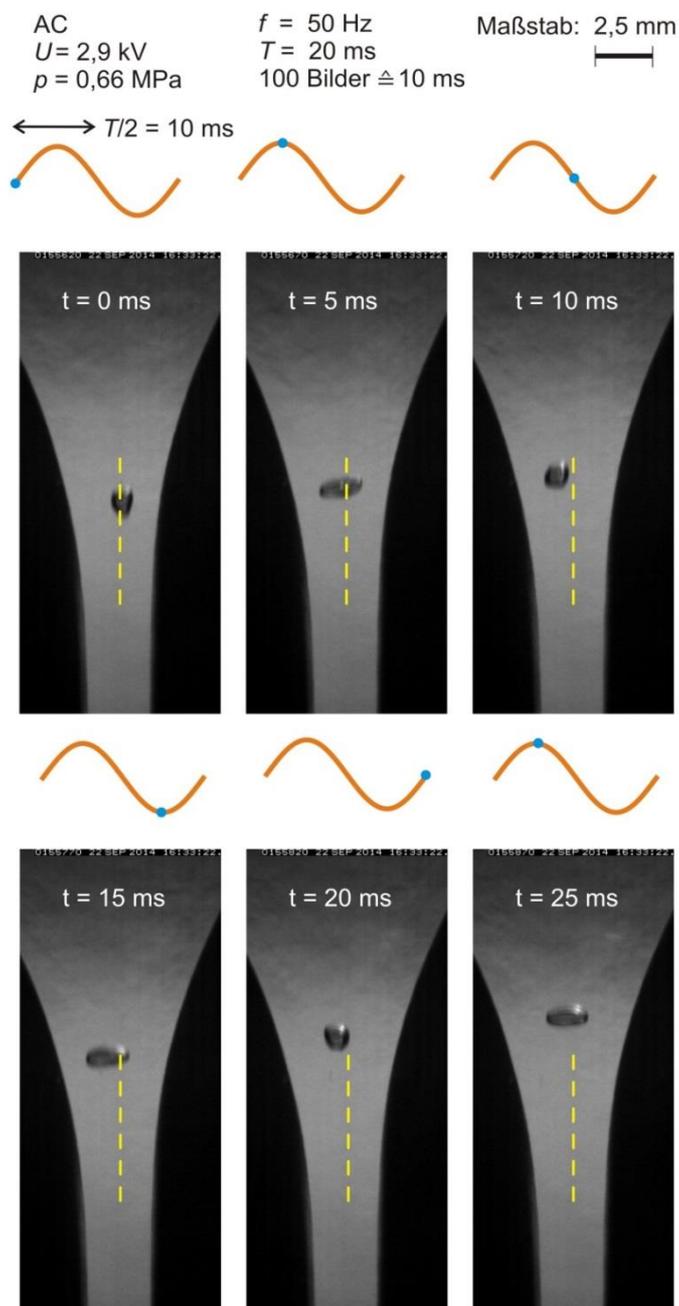
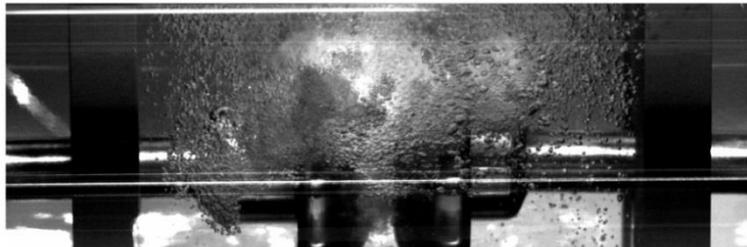


Abb. 4.8: Einzelne Blase in flüssigem R134a, die im Elektrodenzwischenraum aufsteigt und dabei oszilliert. Die linke Elektrode ist potentialführend, die rechte geerdet. Elektrodenabstand 2,5 mm. Aufnahme mit der Hochgeschwindigkeitskamera pco.dimax HD. Nach [Dsc-15].

AC $f = 50 \text{ Hz}$
 $U = 23,7 \text{ kV}$ $T = 20 \text{ ms}$
 $p = 0,68 \text{ MPa}$ $100 \text{ Bilder} \triangleq 50 \text{ ms}$

Maßstab: $2,5 \text{ mm} \triangleq \text{H}$

$t = -0,50 \text{ ms}$



$t = 0,00 \text{ ms}$



$t = 0,50 \text{ ms}$



$t = 1,00 \text{ ms}$



Abb. 4.9: Heftige Blasenentwicklung kurz vor dem Durchschlag in flüssigem R134a bei einem Elektrodenabstand von 2,5 mm. Aufnahme mit der Hochgeschwindigkeitskamera pco.dimax HD. Nach [Dsc-15].

4.2.4 Literaturvergleich

Werte hinsichtlich der elektrischen Festigkeit von R134a wurden zunächst von McAllister [McA-89] und später auch von Meurer [Meu-01] veröffentlicht. In beiden Fällen fanden die Versuche ausschließlich an gasförmigem R134a statt. Während McAllister das R134a in einem Druckbereich von 0,01 MPa bis fast 0,07 MPa bei einer Temperatur von 20°C in einem homogenen elektrischen Feld unter Gleichspannung untersuchte, beschränkte sich Meurer auf einen Druck von 0,1 MPa bei einer Temperatur von 25°C. Hierbei verwendete er im Gegensatz zu McAllister eine 50-Hz-Wechselspannung und eine Kugel-Plate-Anordnung gemäß ASTM D 2477-84.

Bei McAllister ergab sich bei einem Druck von ca. 0,07 MPa eine elektrische Festigkeit von ca. 2,5 kV/mm. Unter der Annahme, dass im Bereich um 0,1 MPa das Ergebnis von McAllister über den linearen Zusammenhang

$$2,5 \text{ kV/mm} \cdot \frac{0,1 \text{ MPa}}{0,07 \text{ MPa}} \approx 3,6 \text{ kV/mm} \quad (\text{Gl. 4.1})$$

umgerechnet werden kann, ergibt sich eine relativ gute Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit präsentierten Wert für einen Druck von 0,1 MPa, der sich unter Berücksichtigung der einfachen experimentellen Standardabweichung zu ca. 3,5 kV/mm \pm 0,04 kV/mm ergab.

Meurer ermittelte mit seiner Anordnung bei einem Elektrodenabstand von 2,54 mm (1/10 Inch) eine Durchschlagspannung von 6,2 kV. Dabei muss berücksichtigt werden, dass es sich bei dieser Angabe um einen Effektivwert handelt. Somit errechnet sich der durchschnittliche Scheitelwert der Durchschlagfestigkeit zu

$$\frac{6,2 \text{ kV} \cdot \sqrt{2}}{2,54 \text{ mm}} \approx 3,5 \text{ kV/mm} \quad (\text{Gl. 4.2})$$

Es kann daher die Schlussfolgerung gezogen werden, dass die in **Abschnitt 4.2.3** dargestellten Werte vertrauenswürdig sind.

Im Fall von R227ea konnte lediglich in einer Broschüre von 3M™ [3M-13] ein Hinweis darauf gefunden werden, wonach bei einem Druck von ca. 0,1 MPa und bei einer Temperatur von 25°C die elektrische Festigkeit dieses Kältemittels im Vergleich zu Stickstoff doppelt so hoch sein soll. Laut Mosch [Mos-79] ergibt sich für die elektrische Durchschlagfestigkeit von Stickstoff unter Normalbedingungen (1013 mbar, 20°C) in einer Platte-Platte-Anordnung mit einem Elektrodenabstand von 1 cm ein Wert von 3,3 kV/mm. Die für R227ea ermittelten Werte, welche inklusive der einfachen experimentellen Standardabweichung bei 0,1 MPa

zwischen $6,2 \text{ kV/mm} \pm 0,3 \text{ kV/mm}$ (2,5 mm Elektrodenabstand) und $7,5 \text{ kV/mm} \pm 0,8 \text{ kV/mm}$ (1,0 mm Elektrodenabstand) lagen, erscheinen daher ebenfalls plausibel.

4.3 Dielektrischer Verlustfaktor und Permittivität

Da sich die Massendichte von flüssigem R134a von 20°C bis 90°C (s. **Abb. 4.10**) und damit der mittlere Molekülabstand gravierend ändern, wurden Messungen des dielektrischen Verlustfaktors im kompletten Temperaturbereich des im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Wärmerohrs zwischen 20°C und 90°C notwendig. Es ist an dieser Stelle nochmals darauf hinzuweisen, dass sich das Kältemittel im Sättigungszustand befindet. So lässt sich die Zunahme der Massendichte der gasförmigen Phase bei steigender Temperatur mit dem Anstieg des Dampfdrucks erklären. Würde hingegen dieser Sättigungszustand nicht vorliegen und stattdessen ein Medium bei konstantem äußeren Druck erhitzt, ist mit zunehmender Temperatur eine fallende Charakteristik der Massendichte der Gasphase zu erwarten.

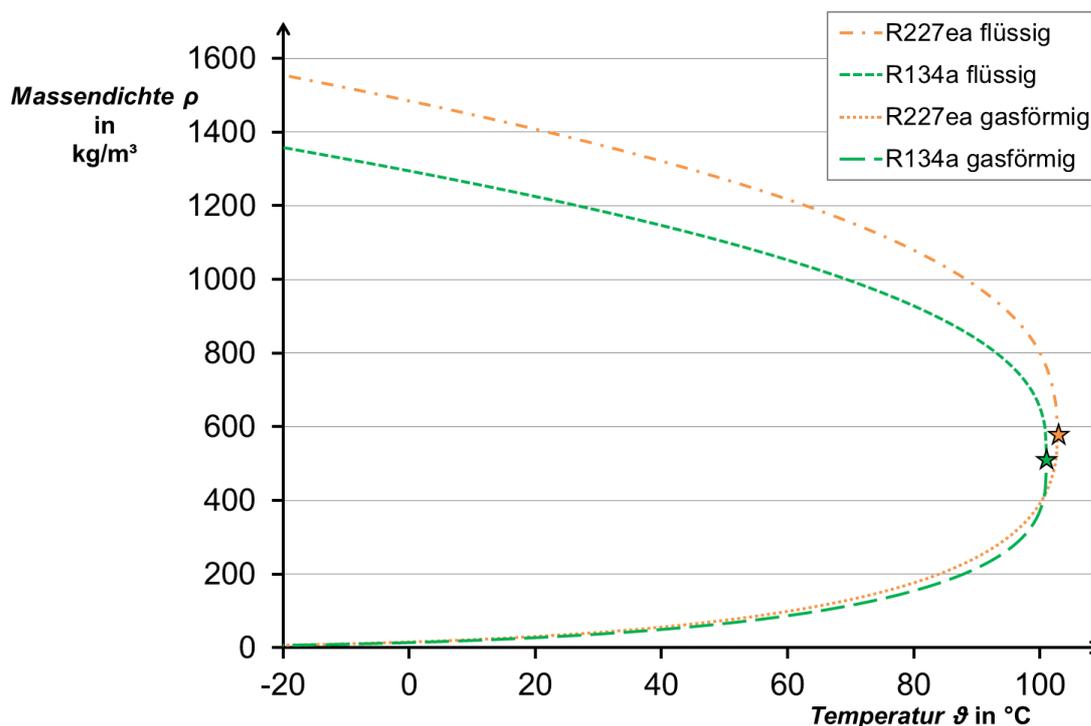


Abb. 4.10: Massendichte von R134a in gasförmigem (grün, lang gestrichelt) und flüssigem (grün, kurz gestrichelt) Zustand in Abhängigkeit der Temperatur unter Sättigungsbedingungen. Analog dazu die Massendichte von gasförmigen (orange, gepunktet) bzw. flüssigen (orange, kurz gestrichelt) R227ea. Der Stern symbolisiert den kritischen Punkt der jeweiligen Medien. Daten nach [Lem-15].

Im Zuge dieser Untersuchungen bot sich an, den dielektrischen Verlustfaktor und die Permittivität in Abhängigkeit der Temperatur ebenfalls für R227ea zu bestimmen. Für dieses Medium konnten jedoch keine Werte in der Literatur gefunden werden, weshalb diese Messergebnisse als einzelstehend hingenommen werden müssen.

4.3.1 Versuchsanordnung

Da die Dampfdrücke von R134a und R227ea mit der Temperatur stark ansteigen (s. **Abb. 4.1**) und die relative Permittivität, der spezifische Widerstand sowie der dielektrische Verlustfaktor zwischen 20°C und 90°C bestimmt werden sollten, muss die Elektrodenanordnung in einem Druckgefäß untergebracht werden, welches diesen hohen Drücken standhalten kann. Aus dieser Anforderung ergibt sich eine „Flansch-Rohr-Flansch“-Konstruktion, welche derjenigen bei den Durchschlagversuchen in **Abschnitt 4.2** prinzipiell ähnelt, die jedoch massiver ausgeführt ist (s. **Abb. 4.11**).

Während beide Flansche aus Edelstahl der Sorte 1.4571 bestehen, ist das Rohrstück aus der Aluminiumlegierung EN AW-6082 gefertigt. Die Gestaltung der mit einem Schutzring versehenen Elektrodenanordnung richtet sich nach den Vorschlägen der [DIN IEC 60093] für kreisförmige Plattenelektroden mit Schutzring (s. **Abb. 4.12**). Als Material für spannungsführende Elektrode, Messelektrode und Schutzring kommt hier ebenfalls Edelstahl der Sorte 1.4571 zum Zuge. Während die spannungsführende Elektrode einen Durchmesser von 52,2 mm aufweist, beträgt der Durchmesser der Messelektrode 24,2 mm. Die Messelektrode ist dabei zusammen mit dem Schutzring auf einer gemeinsamen Stützstruktur aus PEEK geklebt, die gleichzeitig als 1 mm breiter Abstandhalter zwischen Messelektrode und Schutzring fungiert. Der Elektrodenabstand zwischen spannungsführender Elektrode und Messelektrode beträgt 2 mm. Für alle an dieser Stelle angegebenen Maße gelten die gemäß [DIN ISO 2768-1], Toleranzklasse f zulässigen Abweichungen. Die Kontaktierung der Messelektrode ist über eine seitliche Bohrung in die PEEK-Stützstruktur realisiert. Der Schutzring wird über eine Verbindung zum metallischen Volumenreduzierer, der wiederum mit dem auf Erdpotential befindlichen Flansch am Boden des Versuchsgefäßes in Kontakt steht, geerdet. Dabei dient der Volumenreduzierer wie in **Abschnitt 4.2** der Begrenzung des Verbrauchs an Kältemittel.

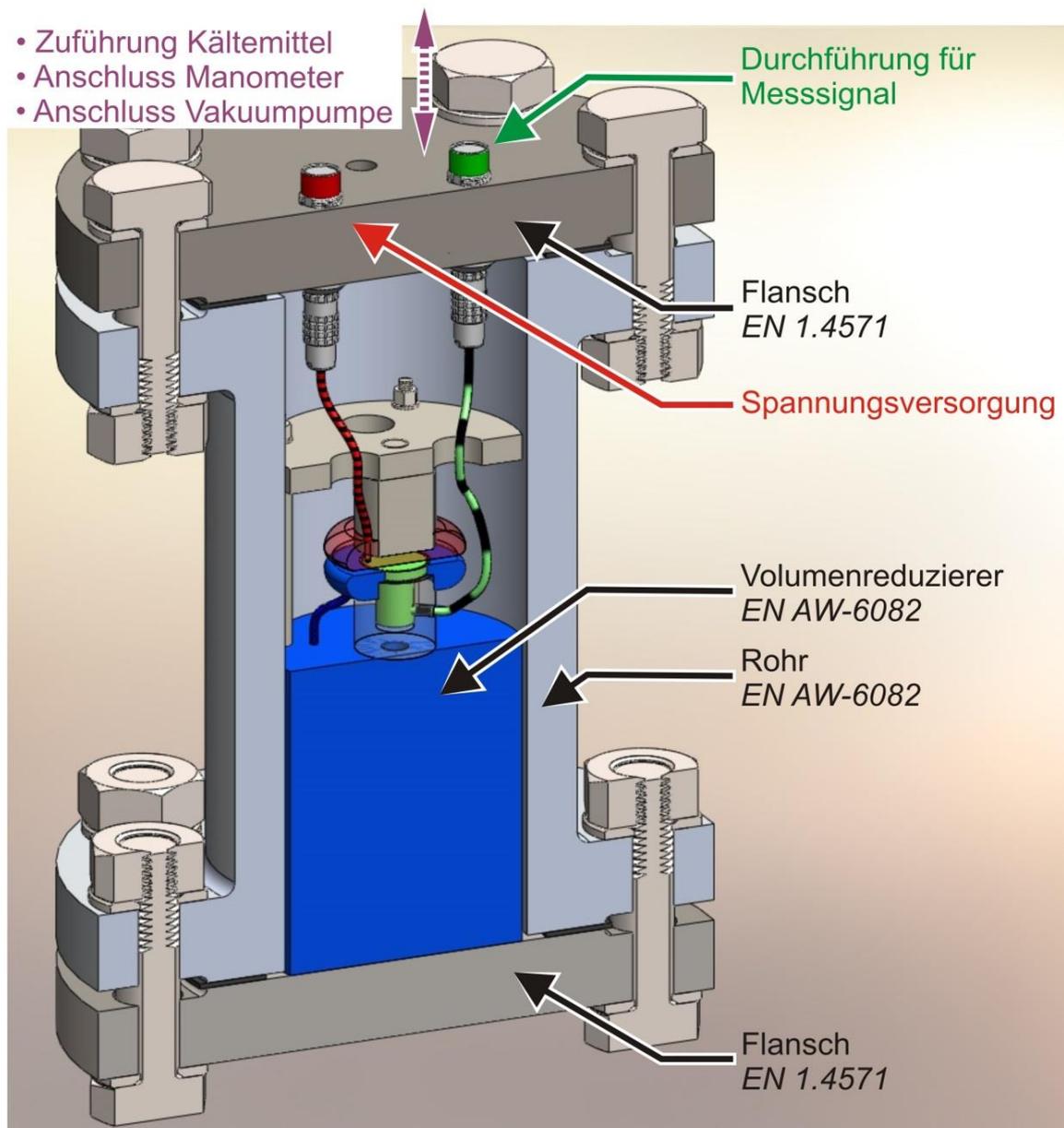


Abb. 4.11: Schnittansicht des Versuchsgefäßes zur Bestimmung des spezifischen Gleichstrom-Widerstands und des dielektrischen Verlustfaktors. Nach [Dsc-15a].

Zur Zuführung der Spannung sowie zur Ausleitung des Messsignals aus dem Versuchsgefäß werden zwei koaxiale Durchführungen verwendet, die in den oberen Flansch eingelassen sind. Dort befindet sich auch eine dritte Bohrung, durch die das Druckgefäß evakuiert und das flüssige Kältemittel eingeleitet werden kann. Um das zu untersuchende Medium auf die gewünschte Temperatur zu bringen, ist das Druckgefäß von einer Heizmanschette umgeben.

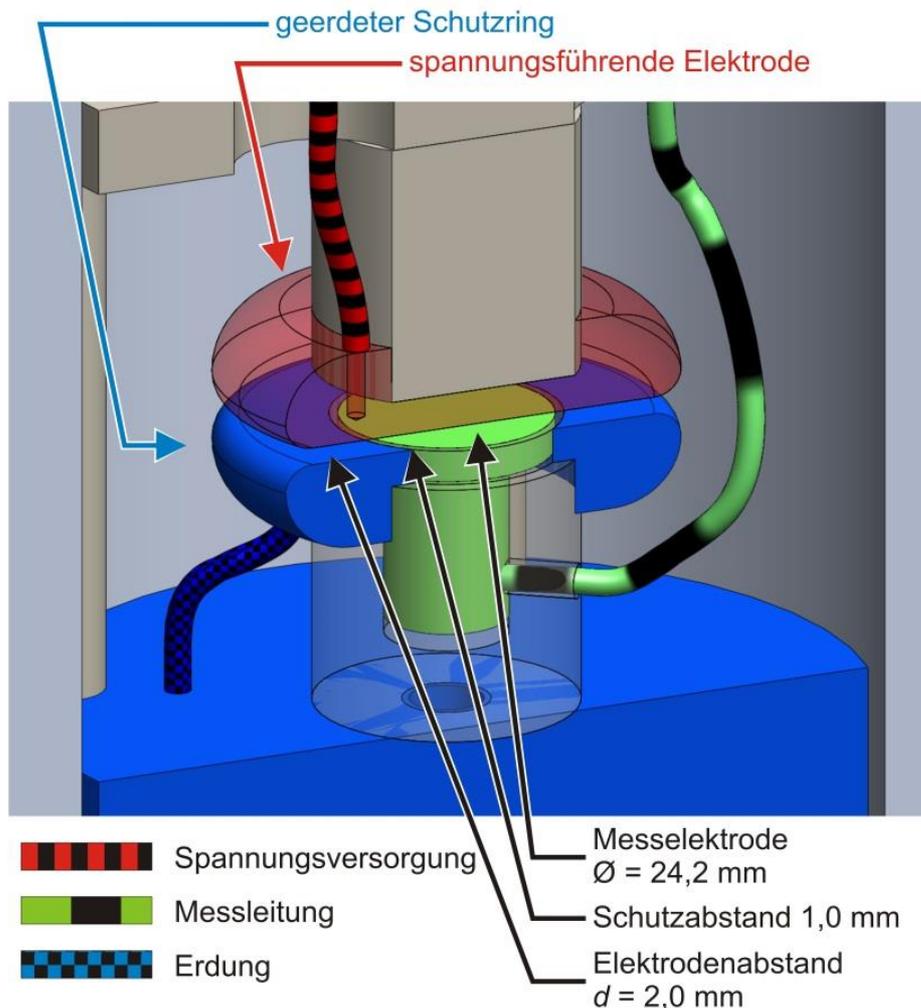


Abb. 4.12: Illustration der Elektrodenanordnung zur Bestimmung des spezifischen Gleichstrom-Widerstands und des dielektrischen Verlustfaktors, bestehend aus potentialführender Elektrode (rot), Messelektrode (grün) und Schutzring (blau). Nach [Dsc-15a].

Da sich das flüssige Kältemittel zu jedem Zeitpunkt im Sättigungszustand befindet, bietet es sich an, die Dampfdruck-Charakteristik (s. **Abb. 4.1**) zu nutzen, um durch Messung des Drucks indirekt auf die Temperatur des Mediums zu schließen. Aus diesem Grund ist es nicht notwendig, Temperaturfühler in der Nähe der Elektrodenanordnung zu platzieren, deren Signal durch eine weitere Durchführung aus dem Druckgefäß herausgeleitet werden müsste.

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass zur Bestimmung des spezifischen Widerstandes und des dielektrischen Verlustfaktors von Isolierflüssigkeiten eine Versuchsanordnung nach [DIN EN 60247] verwendet werden sollte. Ein Beispiel für eine Isolierflüssigkeit im Sinne dieser Norm ist ein Öl, wie es typischerweise in Transformatoren eingesetzt wird und welches bei Umgebungsdruck im Temperaturbereich zwischen 20°C und 90°C in flüssiger Phase vorliegt. Allerdings ergaben sich während der Konstruktionsphase der Versuchsanordnung

Schwierigkeiten, eine Elektrodenanordnung nach Maßgabe der DIN EN 60247 zu entwerfen, die gleichzeitig den hohen Drücken von bis zu 3,25 MPa druckdicht standhält. Aus diesem Grund fiel der Entschluss, die Versuche mit der dargestellten Platte-Platte-Anordnung mit Schutzring nach DIN IEC 60093 durchzuführen.

Der dielektrische Verlustfaktor wird bei Wechselspannung ermittelt. Um differenzieren zu können, welcher Anteil des dielektrischen Verlustfaktors durch Polarisations-effekte bzw. durch den spezifischen Widerstand verursacht wird, sind auch Messungen bei Gleichspannungsbelastung notwendig. Während das hier beschriebene Druckgefäß und die darin befindliche Elektrodenanordnung für beide Spannungsarten verwendet werden können, ergeben sich Unterschiede hinsichtlich der äußeren Beschaltung.

Das elektrische Ersatzschaltbild für die Versuche unter Wechselspannung ist **Abb. 4.13** zu entnehmen. Als Spannungsquelle wird ein Signalgenerator vom Typ Agilent 33220A verwendet. Für die Aufbereitung der Rohdaten und zur Anzeige der Messergebnisse wird das $\tan\delta$ -Messsystem MI 540 von Omicron verwendet. Das MI 540 ermittelt zudem auf Basis eines 300 ms dauernden Messintervalls laufend den Effektivwert des Stroms durch den Prüfling.

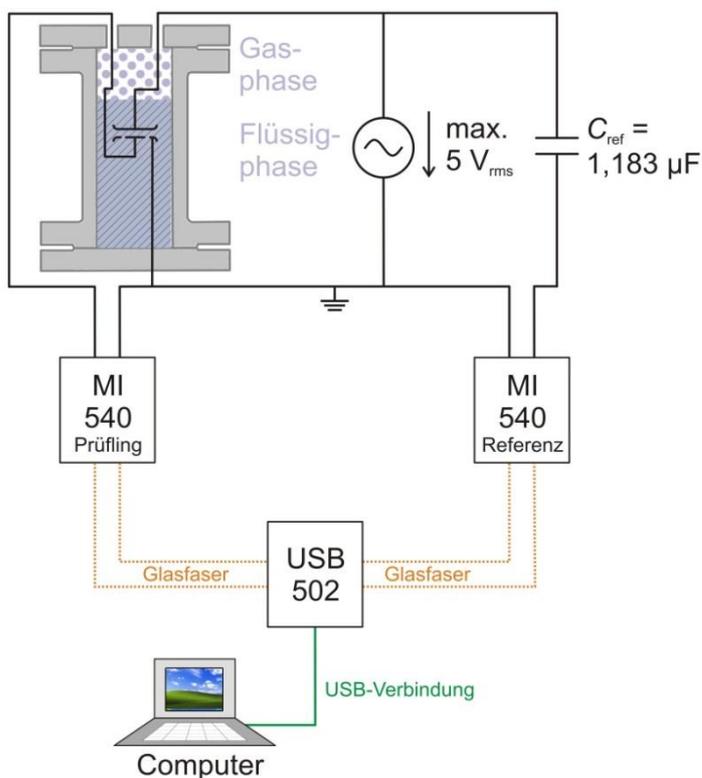


Abb. 4.13: Ersatzschaltbild für das Experiment zur Bestimmung des dielektrischen Verlustfaktors.
Nach [Dsc-15a].

Für die Versuche unter Gleichspannung ist in **Abb. 4.14** das Ersatzschaltbild gegeben, mit dem der spezifische Widerstand der Kältemittel R134a und R227ea bestimmt wurde. Bei dem Keithley 6487 handelt es sich um eine DC-Spannungsquelle mit integriertem Amperemeter. Dabei besteht über die Datenloggerfunktion die Möglichkeit, Messwerte in zuvor definierten Zeitabständen aufzunehmen. Während für die Funktion der Spannungsquelle eine Unsicherheit von $\pm(0,15\%$ des Einstellwerts + 40 mV) besteht, beträgt die Messunsicherheit des Datenloggers $\pm(0,1\%$ des Einstellwerts + 1 μ A).

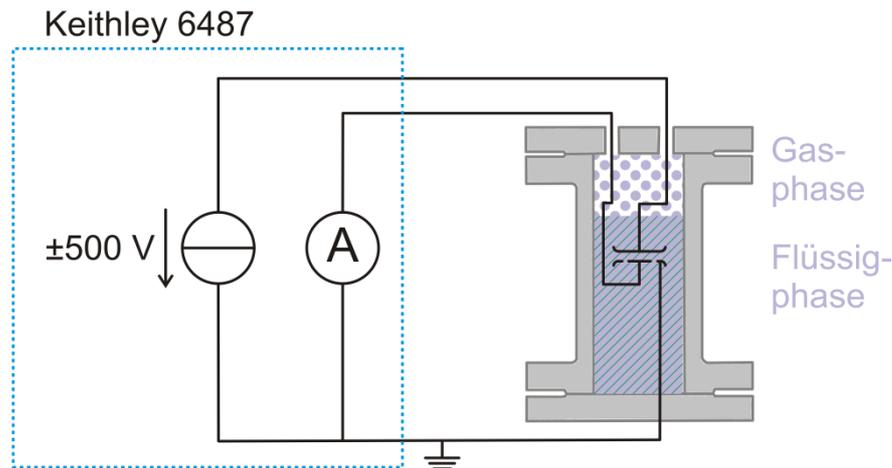


Abb. 4.14: Ersatzschaltbild für das Experiment zur Bestimmung des spezifischen Gleichstrom-Widerstands. Nach [Dsc-15a].

4.3.2 Versuchsdurchführung

Für die Versuche unter Wechselspannung wurde im Fall von R134a eine sinusförmige Spannung von 1 V verwendet. Demgegenüber war für die Versuche an R227ea eine sinusförmige Spannung von 5 V zu nutzen. Diese Werte sind bezüglich der Frequenz mit einer Unsicherheit von $\pm(20$ ppm des Einstellwerts + 3 pHz) und bezüglich der Spannung mit einer Unsicherheit von $\pm(1\%$ des Einstellwerts + 1 mV_{pp}) behaftet.

Höhere Spannungen wurden insbesondere mit Hinblick auf den augenscheinlich sehr hohen Verlustfaktor von R134a vermieden, der mit der unter **Abschnitt 4.2** beschriebenen Gasblasenbildung in direktem Zusammenhang steht. Schließlich ist ein hoher Verlustfaktor immer mit einem Energieeintrag in das Medium korreliert, was einer lokalen Temperaturerhöhung im Elektrodenzwischenraum gleichkommt. Dieser Umstand birgt das Potential, die Messung zu verfälschen. Dies gilt insbesondere dann, wenn der Energieeintrag so hoch ausfällt, dass es zur Blasenbildung zwischen den Elektroden käme. Um trotz der geringen Spannungen und damit zusammen-

hängend geringen Strömen eine zuverlässige Messung zu ermöglichen, ist die Referenzkapazität mit $1,183 \mu\text{F}$ großzügig dimensioniert.

Die Frequenz der Spannungen soll mit Hinblick auf die Versuche am Wärmerohr, die mit einer netzfrequenten Spannung stattfanden, bei 50 Hz liegen. Da jedoch die in der Literatur verfügbaren Werte von Gbur [Gbu-05] und Fellows [Fel-91] bei einer Frequenz von 1 kHz entstanden sind, wurden, um die Vergleichbarkeit zu diesen Angaben zu gewährleisten, auch Messungen mit einer Frequenz von 1 kHz durchgeführt.

Weil der gesamte ca. 30 kg schwere Aufbau über eine große thermische Trägheit verfügt, ist es möglich, die unter Wechselspannung nur wenige Sekunden dauernde Messung des dielektrischen Verlustfaktors während des kontinuierlich ablaufenden Aufheizvorgangs durchzuführen. Nach Erreichen der Endtemperatur von 90°C wird die Heizmanschette abgeschaltet, so dass die Versuchsanordnung wieder auf Raumtemperatur abkühlen kann. Anschließend erfolgt eine erneute Messung des dielektrischen Verlustfaktors. Danach wird das Druckgefäß auseinander gebaut, gereinigt, neu zusammengesetzt und mit demselben Kältemittel neu befüllt, woran sich zwei weitere Versuchszyklen anschließen. Durch diese Vorgehensweise ergeben sich für jedes Kältemittel insgesamt vier Messungen.

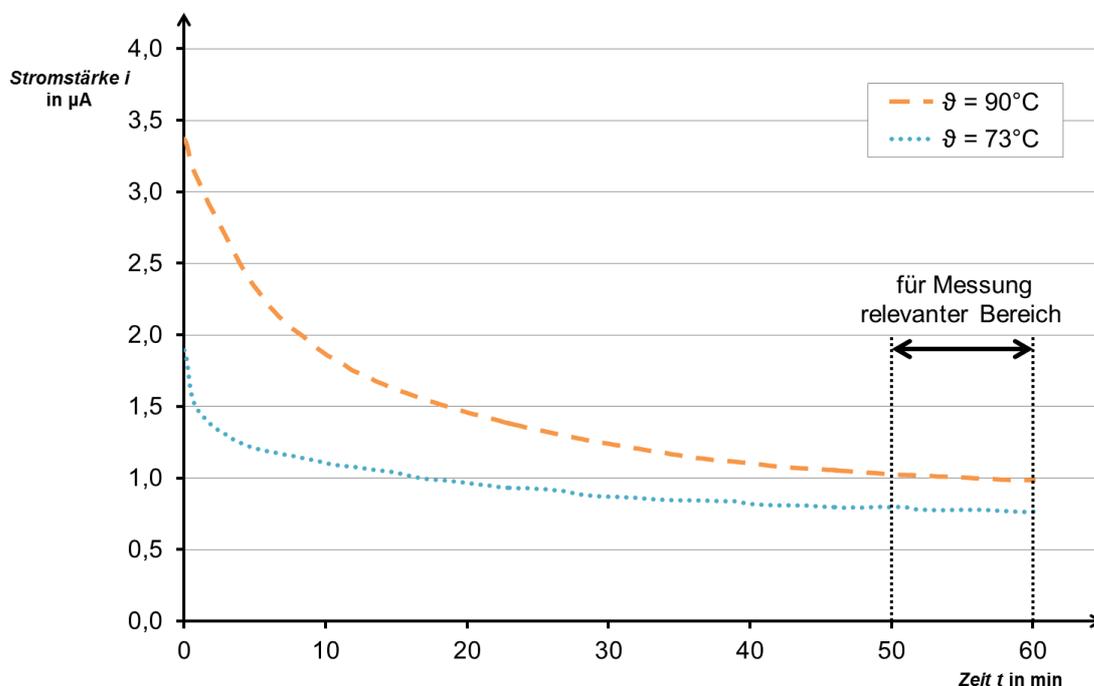


Abb. 4.15: Gemessener Strom in R227ea bei einer Temperatur ϑ von 73°C (blau gepunktet) bzw. 90°C (orange gestrichelt) bei einer Spannung von +500 V. Nach [Dsc-15a].

Im Gegensatz dazu war es bei den Versuchen unter Gleichspannung notwendig, längere Zeit auf einem Temperaturniveau zu verharren. Denn nachdem die Gleichspannung zum Zeitpunkt $t = 0$ zugeschaltet wurde, nahm der aufgenommene Strom innerhalb des flüssigen Mediums mit der Zeit ab. **Abb. 4.15** zeigt beispielhaft den zeitlichen Verlauf des Stroms in R227ea für zwei verschiedene Temperaturwerte bei 73°C und 90°C.

Laut Kühler [Küc-04] ist dieses Verhalten durch den Umstand zu erklären, dass sich die Leitfähigkeit durch Ionendrift zeitlich ändert. Durch Vorversuche konnte festgestellt werden, dass sich nach 50 min ein hinreichend stationärer Endwert ergibt, der sich bei darüber hinaus andauernder Spannungsbelastung nicht mehr signifikant ändert. Ein ähnliches Bild ergab sich für R134a. Infolgedessen ergab sich von einer Raumtemperatur von 20°C ausgehend die nachfolgend dargestellte Messprozedur:

- a) Das Kältemittel wird 60 min lang mit einer Spannung von +500 V beaufschlagt, die einer durchschnittlichen elektrischen Feldstärke von 250 V/mm entspricht. Der über die Messelektrode fließende Strom wird alle 2 s gemessen und aufgezeichnet, wobei lediglich die letzten 10 min in die Berechnung des spezifischen Widerstands einfließen.
- b) Nach dieser ersten Messung wird die Polarität der Spannung auf -500 V umgekehrt. Die übrigen Versuchsparameter bleiben unverändert.
- c) Mittels der Heizmanschette wird die Temperatur der Versuchsanordnung um etwa 15 K erhöht. Nachdem sich ein stationärer Zustand eingestellt hat, sind die Messungen nach Schritt a) und b) zu wiederholen.
- d) Die Schritte a) bis c) sind zu wiederholen, bis schließlich eine Temperatur von $\vartheta = 90^\circ\text{C}$ erreicht ist. Danach wird die Heizmanschette abgeschaltet und gewartet, bis die Versuchsanordnung auf Raumtemperatur abgekühlt ist, um direkt im Anschluss die komplette Messung zu wiederholen.
- e) Nachdem das Kältemittel abgelassen wurde, kann das Versuchsgefäß geöffnet und von innen inspiziert werden.

Der hier beschriebene Zyklus wird mit demselben Kältemittel ein zweites Mal wiederholt. Somit liegen für jedes Medium insgesamt vier Messungen vor – je zwei bei positiver und bei negativer Spannung.

Im Allgemeinen ist der spezifische Widerstand feldstärkeabhängig [Küc-04]. Allerdings zeigte sich im Rahmen von Vorversuchen, dass niedrigere Spannungen und damit geringere Feldstärken mit Strömen einhergingen, die nicht zufriedenstellend aufgenommen werden konnten. Auf der anderen Seite konnten mit Rücksicht auf die maximal zulässige Spannung für die Durchführung keine Spannungen

oberhalb von 500 V verwendet werden. Zwar wurden während der Konstruktionsphase auch druckdichte Durchführungen untersucht, die für höhere Spannungen ausgelegt sind. Allerdings stellte sich dabei heraus, dass diese für das Druckgefäß zu groß gewesen wären. Da zumal nach [DIN EN 60247] für die Untersuchung von Isolierflüssigkeiten hinsichtlich ihres spezifischen Widerstands Feldstärken von 250 V/mm verwendet werden sollen, beschränkte sich die Höhe der Spannung während der Versuche auf 500 V.

4.3.3 Versuchsergebnisse zum spezifischen Widerstand und dielektrischen Verlustfaktor

Die Messergebnisse für den spezifischen Widerstand sind für R134a in **Abb. 4.16** und für R227ea in **Abb. 4.17** dargestellt. Dabei zeigen die Messergebnisse, dass der spezifische Widerstand ρ bei R134a bei etwa $6 \cdot 10^6 \Omega\text{m}$ und der spezifische Widerstand bei R227ea bei etwa $1,3 \cdot 10^8 \Omega\text{m}$ lag. Weiterhin fällt auf, dass für beide Kältemittel keine klare Temperaturabhängigkeit festzustellen war und die Messwerte signifikant streuten.

Im Fall von R227ea konnte bei einer Temperatur von $\vartheta = 20^\circ\text{C}$ und einer negativen Spannung von -500 V im Vergleich zur positiven Polarität ein doppelt so hoher spezifischer Widerstand festgestellt werden. Im Gegensatz dazu kehrte sich das Verhältnis bei höheren Temperaturen um. Diese Beobachtung war reproduzierbar.

Während es bei den Versuchen mit R227ea zu keinen besonderen Vorkommnissen kam, ergaben sich für R134a bei erhöhten Temperaturen Schwierigkeiten. So überstiegen die Messwerte den zulässigen Messbereich des Keithley Datenloggers und konnten daher nicht aufgezeichnet werden. Dies ist der Grund, weshalb in **Abb. 4.16** einige Messwerte oberhalb von 60°C fehlen. Selbst als daraufhin der Versuch abgebrochen und die Heizung abgeschaltet wurde, ergaben sich keine geringeren Ströme mehr. Nachdem das Versuchsgefäß geöffnet wurde, konnten auf allen Komponenten der Elektrodenanordnung dunkle Spuren erkannt werden. Diese Spuren, beispielhaft für die Messelektrode in **Abb. 4.18** dargestellt, konnten durch eine sorgfältige Reinigung entfernt werden. Allerdings zeigte sich bei der Wiederholung des Experiments, dass bei Temperaturen über 60°C in Kombination mit einer Beanspruchungsdauer von über 24 Stunden der Versuch erneut vorzeitig beendet werden musste und sich auf den Elektroden wiederum dunkle Spuren fanden. Es ist zu vermuten, dass es sich bei diesen Rückständen um Ruß handelte, der sich als Zersetzungsprodukt des kohlestoffhaltigen R134a auf der Elektrodenanordnung niederschlug.

4 Eigenschaften von R134a und R227ea

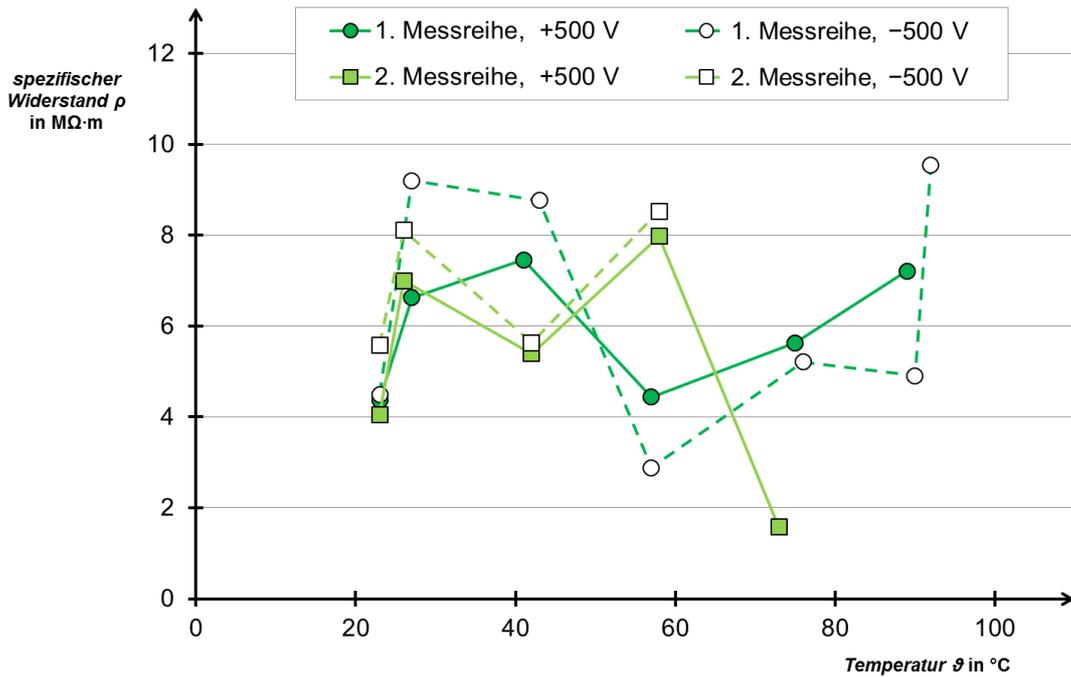


Abb. 4.16: Spezifischer Widerstand ρ von R134a in Abhängigkeit der Temperatur. Nach [Dsc-15a].

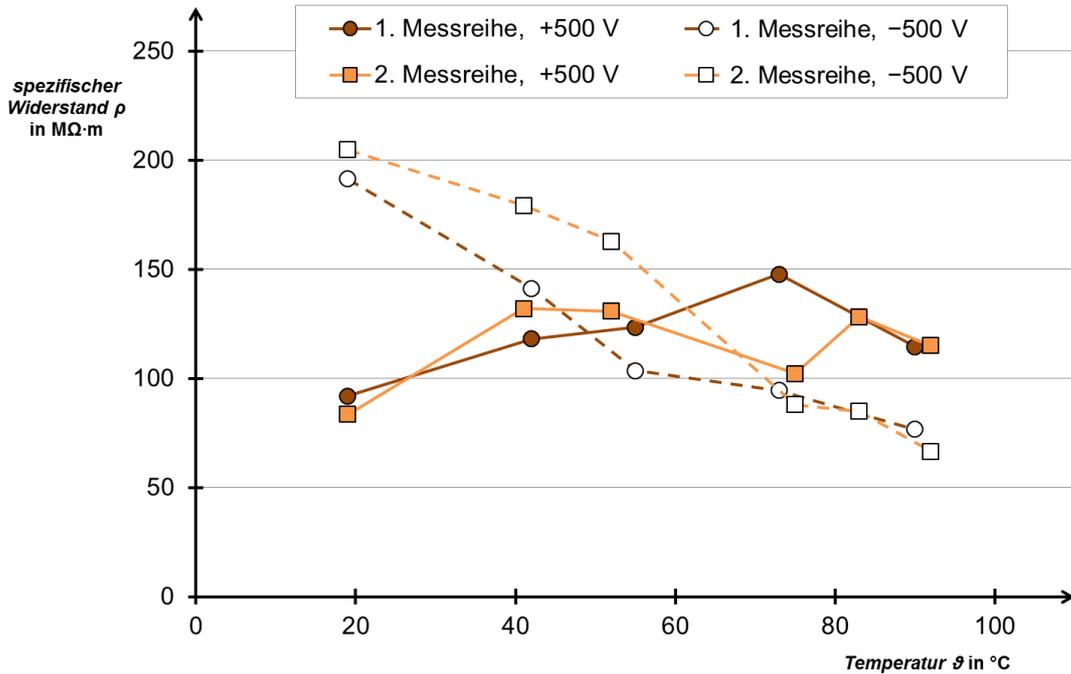


Abb. 4.17: Spezifischer Widerstand ρ von R227ea in Abhängigkeit der Temperatur. Nach [Dsc-15a].

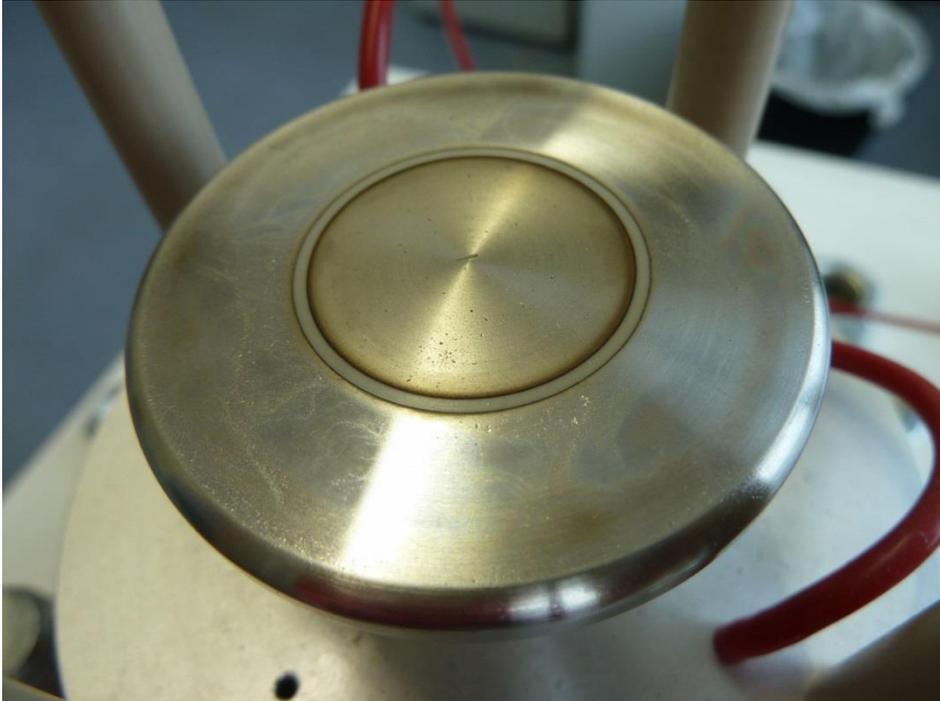


Abb. 4.18: *Dunkle Verfärbungen an der Messelektrode nach insgesamt 32-stündiger Spannungsbelastung in flüssigem R134a. [Dsc-15a]*

Abb. 4.19 und **Abb. 4.20** zeigen die Messergebnisse für den dielektrischen Verlustfaktor von R134a bzw. R227ea in der flüssigen Phase. Während dieser beiden Messreihen wird der Effektivwert des Stroms erfasst. Der Mittelwert beider Messreihen ist in **Abb. 4.21** dargestellt. Aufgrund des niedrigeren Verlustfaktors von R227ea und den damit zusammenhängenden geringeren Strömen konnten bei diesem Kältemittel keine dielektrischen Verlustfaktoren bei einer Frequenz von 50 Hz gemessen werden.

Die Messergebnisse zeigen, dass

- beide Kältemittel unabhängig von der verwendeten Messfrequenz einen ausgeprägten dielektrischen Verlustfaktor aufweisen.
- bei beiden Kältemitteln der dielektrische Verlustfaktor mit steigender Temperatur abnimmt. Bei einer Temperatur von $\vartheta = 90^{\circ}\text{C}$ betrug bei R134a der dielektrische Verlustfaktor nur 46% des bei Raumtemperatur gemessenen Wertes. Diese Tendenz ist unabhängig von der Tatsache, dass bei einer Temperatur von $\vartheta = 50^{\circ}\text{C}$ zunächst leicht höhere Werte im Vergleich zur Raumtemperatur bestimmt werden konnten. Die Abnahme ist prozentual gesehen unabhängig von der verwendeten Frequenz.
- im Fall von R227ea der dielektrische Verlustfaktor um eine ganze Größenordnung kleiner ausfällt als bei R134a.

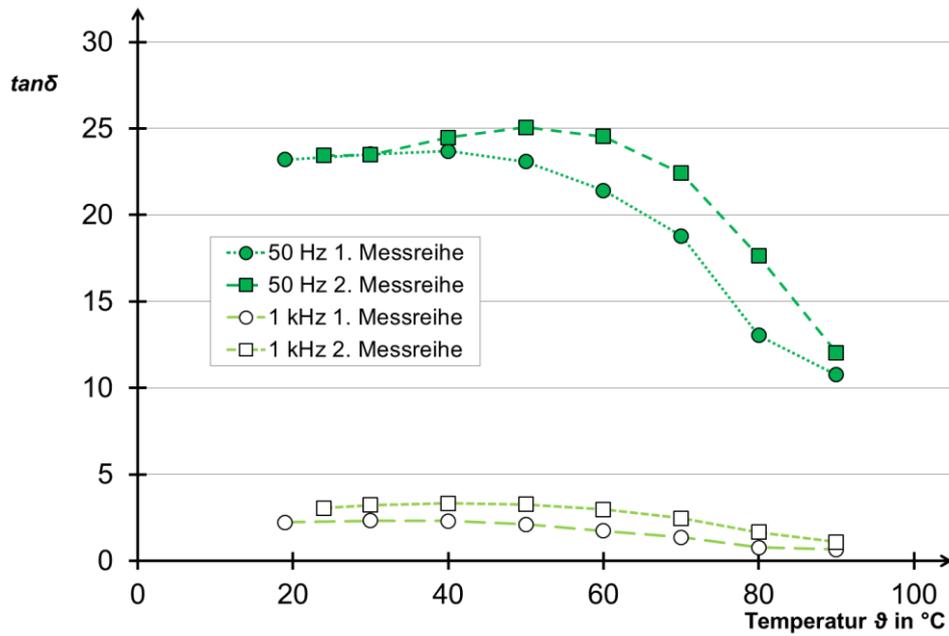


Abb. 4.19: Dielektrischer Verlustfaktor von flüssigem R134a in Abhängigkeit der Temperatur bei einer Messspannung von 1 V. Nach [Dsc-15a].

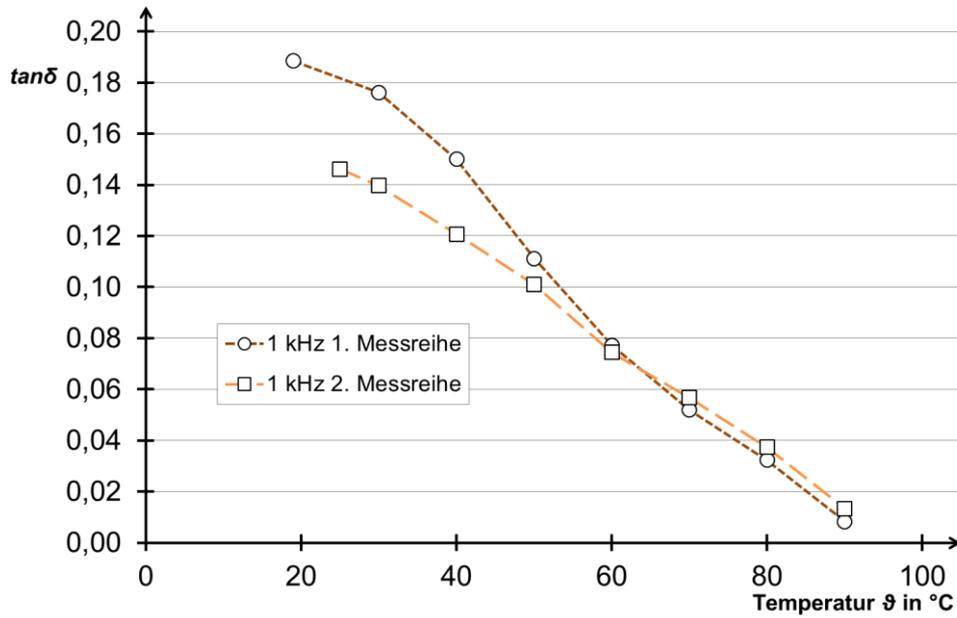


Abb. 4.20: Dielektrischer Verlustfaktor von flüssigem R227ea in Abhängigkeit der Temperatur bei einer Messspannung von 5 V. Nach [Dsc-15a].

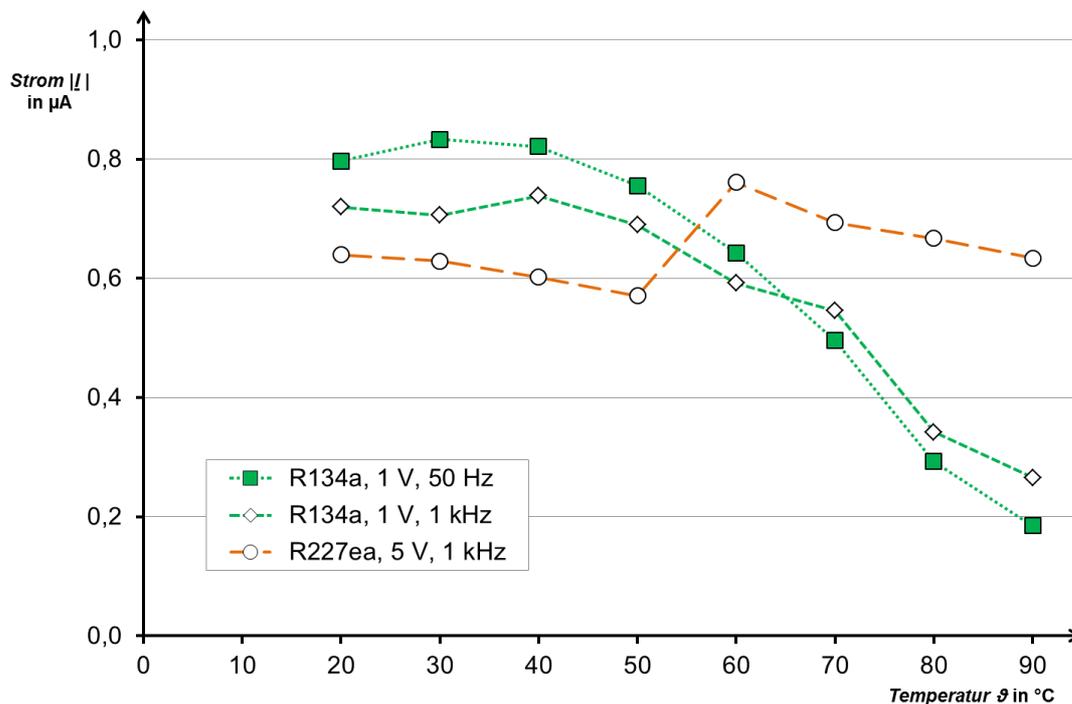


Abb. 4.21: Mittelwert der Effektivwerte des Stroms durch den Prüfling bei der $\tan\delta$ -Messung.

Die hier dargestellten Ergebnisse zum dielektrischen Verlustfaktor wurden in Teilen unter [Dsc-15a] im Vorfeld dieser Arbeit publiziert.

4.3.4 Abschätzung der Permittivität

Auf den in **Abschnitt 4.3.3** dargestellten Ergebnissen aufbauend ist es möglich, Werte zur Permittivität von flüssigem R134a und R227ea unter Sättigungsbedingungen in Abhängigkeit der Temperatur abzuschätzen. Dies geschieht unter der Annahme, dass der bei einer Feldstärke von 250 V/mm ermittelte Wert für den spezifische Widerstand ρ auch im Bereich der wesentlich geringeren Feldstärken während der Versuche unter Wechselspannung Gültigkeit besitzen soll.

So führt Küchler [Küc-04] aus, dass mit zunehmender Feldstärke der spezifische Widerstand zunächst konstant ausfällt, wobei bei Flüssigkeiten bei 1 kV/mm bis 2 kV/mm Leitfähigkeitsminima beobachtet werden können. Küchler äußert an dieser Stelle die Vermutung, dass im Bereich dieser Feldstärken durch das elektrische Feld vorhandene Ionen abgesaugt werden, ohne dass gleichzeitig neue Ionen gebildet werden. Erst bei darüber hinausgehenden Feldstärken steigt die Leitfähigkeit in Flüssigkeiten dann durch zusätzliche Ionen infolge von Dissoziationsprozessen sowie durch Injektion von Elektronen aus der Kathode an.

Weiterhin soll angenommen werden, dass die Versuchsanordnung lineare Systemeigenschaften besitzt. Darauf aufbauend lässt sich das in **Abb. 4.22** dargestellte Ersatzschaltbild aufstellen.

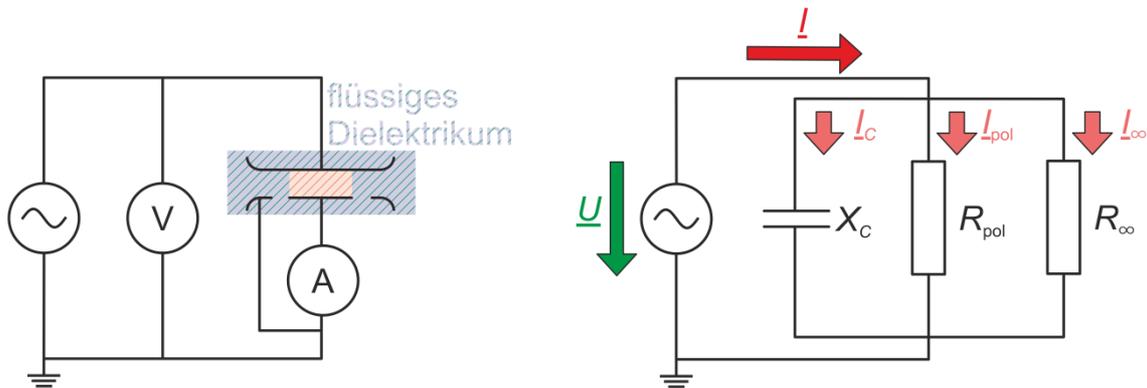


Abb. 4.22: Vereinfachtes Ersatzschaltbild der Versuchsanordnung aus Abschnitt 4.3.1 (links). Der relevante Elektrodenbereich ist rot hervorgehoben. Rechts daneben ist das dazugehörige Netzwerkmodell dargestellt.

Darin werden alle rein kapazitiven Effekte im Blindwiderstand X_C gebündelt. Die Polarisationsverluste, d.h. die durch die Wechselspannungsbelastung verursachten Verluste während der andauernd stattfindenden Umpolvorgänge, werden durch R_{pol} ausgedrückt. Diese Verluste werden durch die Gleichstromleitfähigkeit überlagert, welche sich in **Abb. 4.22** in der Resistanz R_{∞} wiederfinden.

Nach Küchler [Küc-04] überwiegt in Flüssigkeiten die Ionenleitung. Demgegenüber spielen freie Elektronen erst bei hohen Feldstärken eine Rolle. Bei niedrigen Feldstärken werden sie hingegen an Moleküle gebunden. Bei den Versuchen unter Gleichspannung konnte beobachtet werden, dass die Leitfähigkeit durch Ionendrift bedingt mit der Zeit abnimmt (s. **Abb. 4.15**). Küchler weist darauf hin, dass in einem Wechselfeld in der Summe kein Abtransport der Ladungsträger erfolgt und daher die so genannte Anfangsleitfähigkeit erhalten bleibt. Vorversuche haben jedoch ergeben, dass bei den hier untersuchten Kältemitteln die Anfangsleitfähigkeit in der Größenordnung der Endleitfähigkeit liegt. Aus diesem Grund kann der in diesem Zuge angesetzte Gleichstromwiderstand R_{∞} für die Abschätzung der mindestens vorkommenden Leitungsverluste verwendet werden.

Die im Netzwerkmodell in **Abb. 4.22** vermerkten Ströme teilen sich entsprechend der vorkommenden Leitfähigkeiten der einzelnen Elemente auf. Dabei gilt:

$$\underline{I} = \underline{I}_C + \underline{I}_{\text{pol}} + \underline{I}_{\infty} \quad (\text{Gl. 4.3})$$

mit

$$\underline{I}_C = j\omega C_0 \varepsilon_r' \cdot \underline{U} \quad (\text{Gl. 4.4})$$

$$\underline{I}_{\text{pol}} = \omega C_0 \varepsilon_r'' \cdot \underline{U} \quad (\text{Gl. 4.5})$$

$$\underline{I}_{\infty} = (1/R_{\infty}) \cdot \underline{U} \quad (\text{Gl. 4.6})$$

In diesem Zusammenhang steht C_0 für die Vakuumkapazität der Messanordnung. Daneben bilden ε_r' und ε_r'' die beiden Bestandteile der komplexen Dielektrizitätszahl $\varepsilon_r^* = \varepsilon_r' - j\varepsilon_r''$, wobei der Realteil ε_r' bisweilen als Dielektrizitätszahl ε_r bezeichnet wird. Demgegenüber kann ε_r'' als Maß für die Polarisationsverluste verstanden werden.

Das sich daraus ergebende Zeigerdiagramm findet sich in **Abb. 4.23**. Im weiteren Verlauf soll analysiert werden, inwieweit der in **Abschnitt 4.3.3** ermittelte hohe dielektrische Verlustfaktor eher durch Polarisations- oder Leitungsverluste verursacht wird.

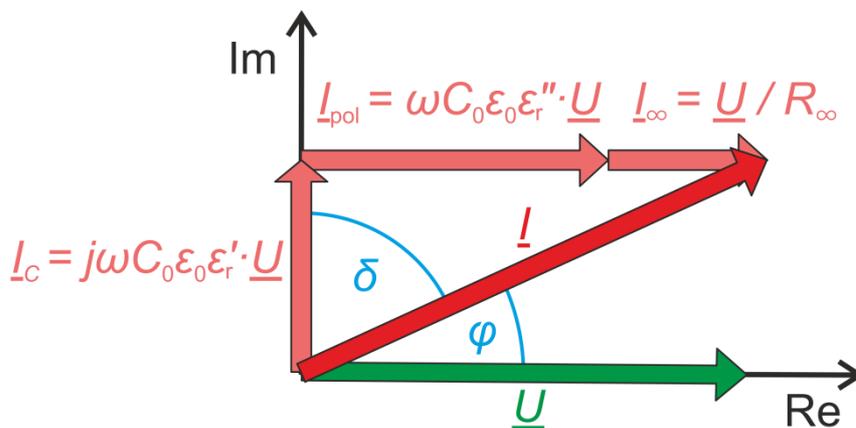


Abb. 4.23: Zeigerdiagramm zu Netzwerkmodell aus Abb. 4.22.

Aus **Abb. 4.23** ergibt sich das folgende Gleichungssystem:

$$\tan \delta = \frac{\omega C_0 \varepsilon_r'' \cdot |\underline{U}| + |\underline{U}|/R}{\omega C_0 \varepsilon_r' \cdot |\underline{U}|} \quad (\text{Gl. 4.7})$$

$$|\underline{I}|^2 = (\omega C_0 \varepsilon_r' \cdot |\underline{U}|)^2 + (\omega C_0 \varepsilon_r'' \cdot |\underline{U}| + |\underline{U}|/R)^2 \quad (\text{Gl. 4.8})$$

Darin sind die nachfolgenden Parameter als bekannt anzusehen:

- $\omega = 2\pi f$
 - mit $f = 50$ Hz bzw. $f = 1$ kHz
- $C_0 = \varepsilon_0 \frac{A}{d}$
 - mit der Elektrodenfläche der Messapparatur $A = 460 \text{ mm}^2$ und dem Elektrodenabstand $d = 2 \text{ mm}$
- $|\underline{U}| = 1 \text{ V}$ bei R134a bzw. $|\underline{U}| = 5 \text{ V}$ bei R227ea
- $R = \rho \cdot \frac{d}{A}$
 - mit ρ aus **Abschnitt 4.3.3**
- $|\underline{I}|$
 - mit Werten aus **Abb. 4.21**

Einzig unbekannt in (Gl. 4.7) und (Gl. 4.8) sind ε_r' und ε_r'' . Mit den oben genannten Parametern kann das Gleichungssystem nun gelöst werden. Das Ergebnis in Abhängigkeit der Temperatur ist für die Versuche an R134a bei einer Frequenz von 50 Hz **Abb. 4.24** zu entnehmen. Analog hierzu sind die Ergebnisse für ε_r' und ε_r'' , welche sich bei einer Frequenz von 1 kHz für R134a und R227ea ergeben, in **Abb. 4.25** dargestellt.

Hierbei ist zu erkennen, dass

- bei R134a bei einer Frequenz von 50 Hz sich sehr große Werte sowohl für ε_r' als auch für ε_r'' zeigen.
- sich bei R134a bei einer Frequenz von 50 Hz ε_r' bei einer Temperaturerhöhung von 20°C auf 90°C von 53,3 auf 26,8 halbiert.
- ε_r' bei beiden Kältemitteln bei einer Frequenz von 1 kHz praktisch temperaturinvariant ist.
- ε_r'' bei beiden Kältemitteln mit zunehmender Temperatur abnimmt. Im Fall von R134a zeigte sich dieses Verhalten auch bei einer Frequenz von 50 Hz.
- ε_r'' bei einer Steigerung der Frequenz von 50 Hz auf 1 kHz (Faktor 20) über alle Temperaturwerte gemittelt um etwa Faktor 23 einbricht. Damit gilt im untersuchten Frequenzbereich ungefähr

$$\varepsilon_r''(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \quad (\text{Gl. 4.9})$$

Mit den mit (Gl. 4.7) und (Gl. 4.8) errechneten Werten für ε_r' und ε_r'' können die Ströme ermittelt werden, welche sich durch die drei Pfade des Netzwerkmodells aus

in **Abb. 4.22** ergeben. Die Ergebnisse hierzu sind in **Abb. 4.26**, **Abb. 4.27** und **Abb. 4.28** dargestellt.

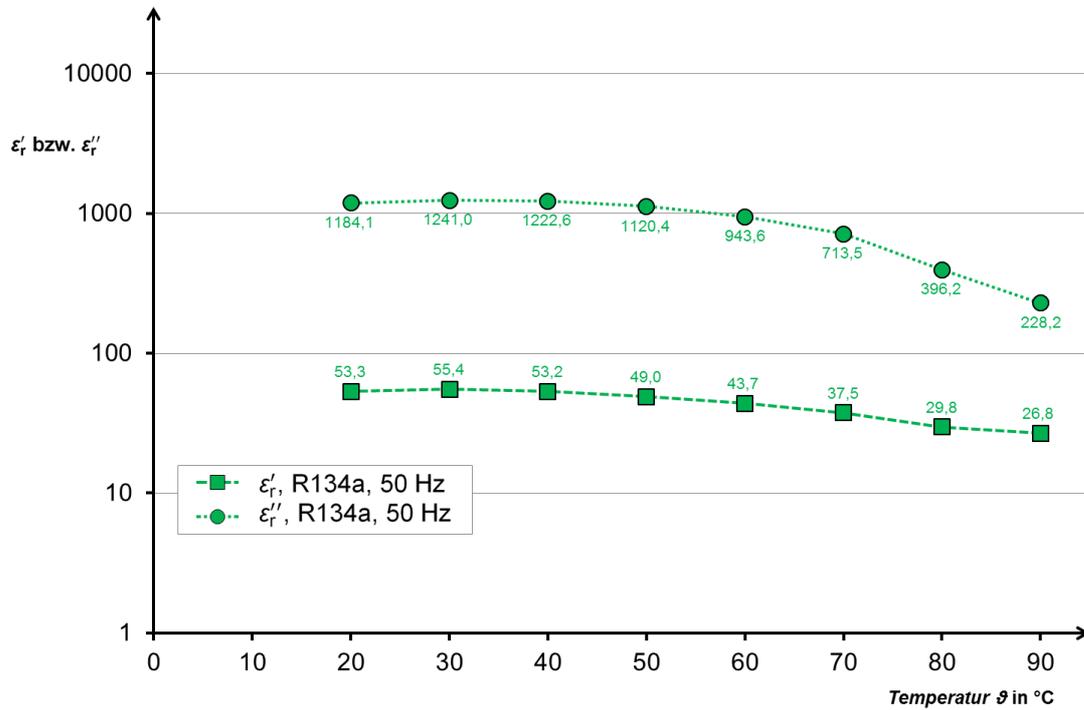


Abb. 4.24: ϵ_r' (Quadrate) und ϵ_r'' (Kreise) von flüssigem R134a bei einer Frequenz von 50 Hz in Abhängigkeit der Temperatur.

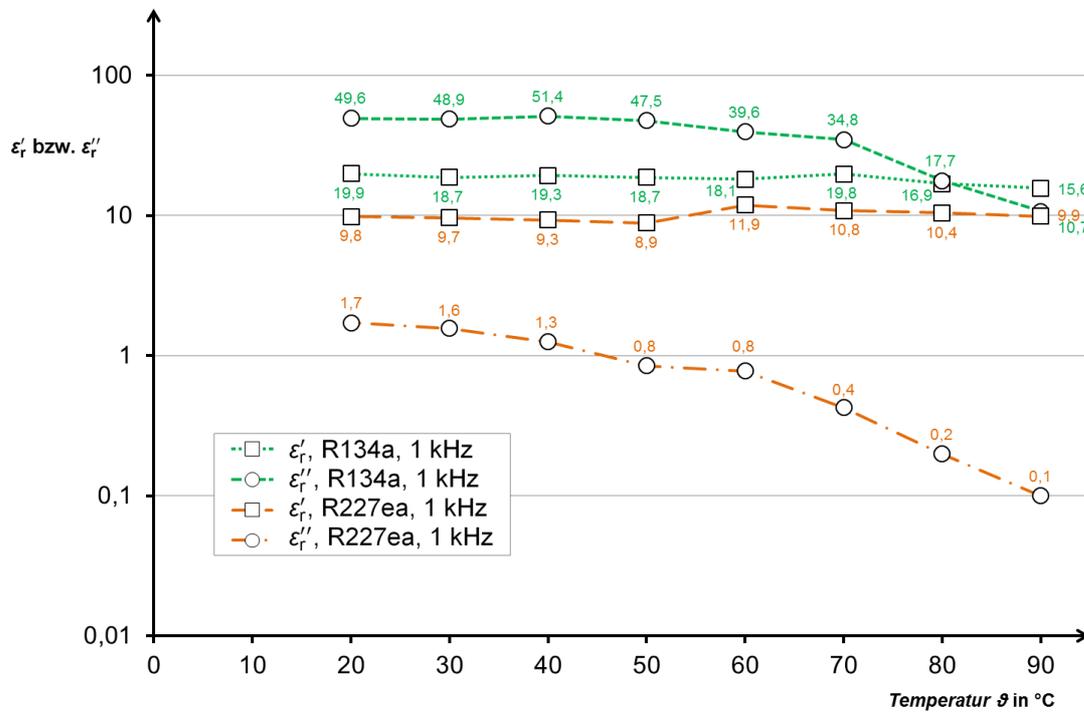


Abb. 4.25: ϵ_r' (Quadrate) und ϵ_r'' (Kreise) von flüssigem R134a (grün) und R227ea (orange) bei einer Frequenz von 1 kHz in Abhängigkeit der Temperatur.

4 Eigenschaften von R134a und R227ea

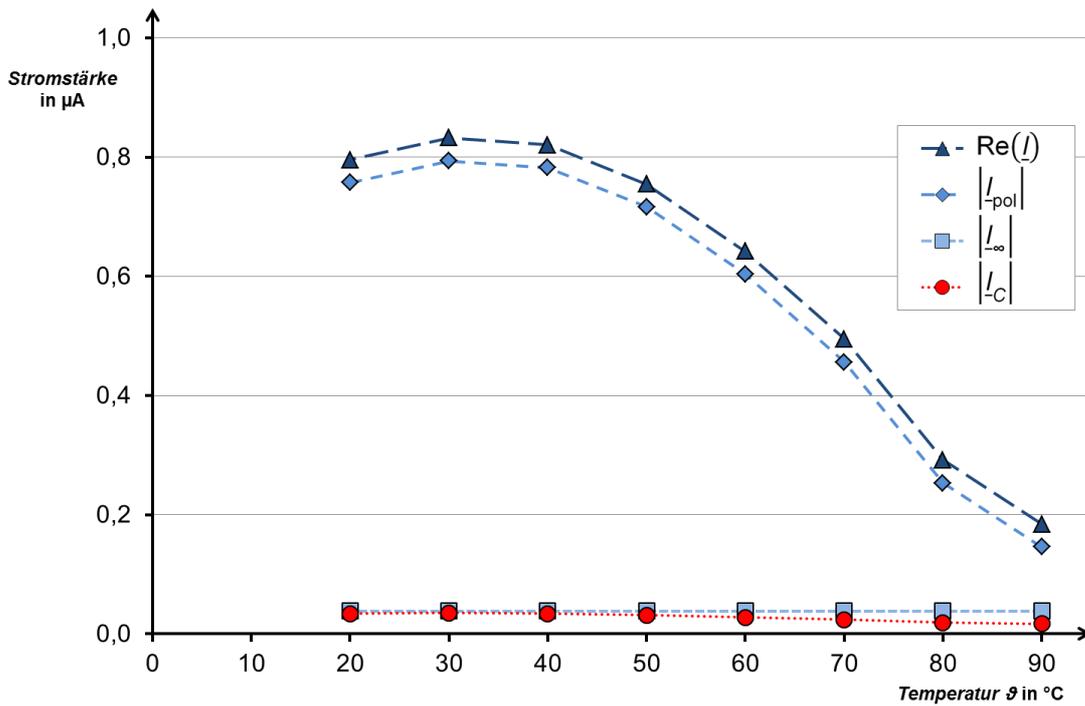


Abb. 4.26: Effektivwerte des Stroms in flüssigem R134a bei einer Spannung von 1 V und einer Frequenz von 50 Hz.

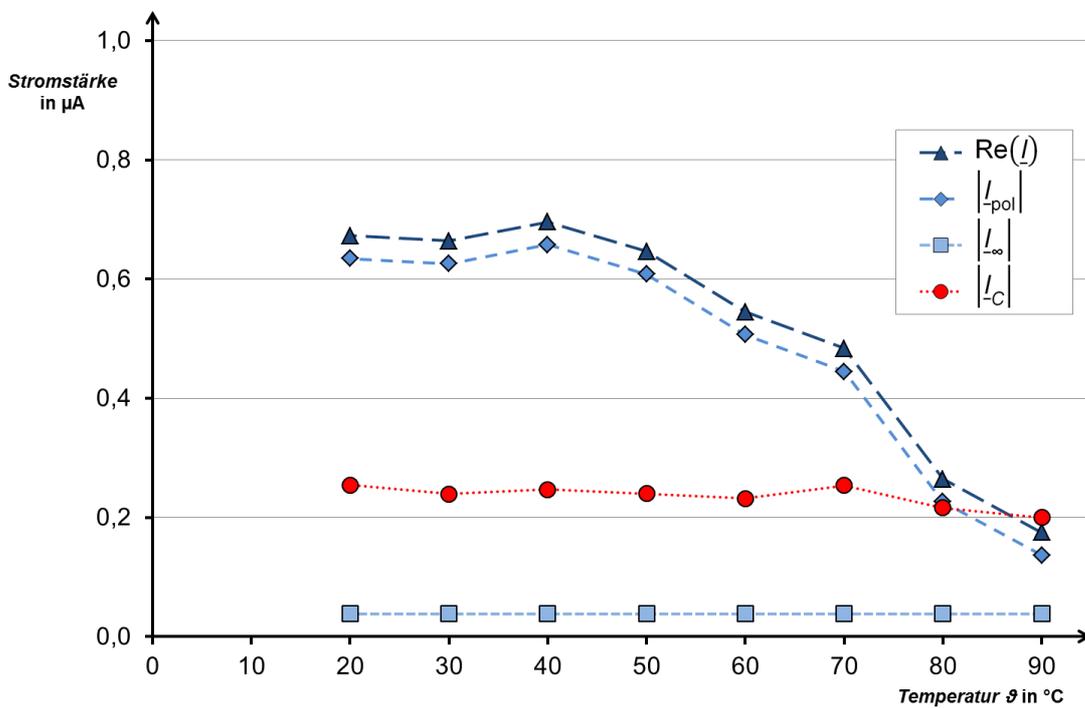


Abb. 4.27: Effektivwerte des Stroms in flüssigem R134a bei einer Spannung von 1 V und einer Frequenz von 1 kHz.

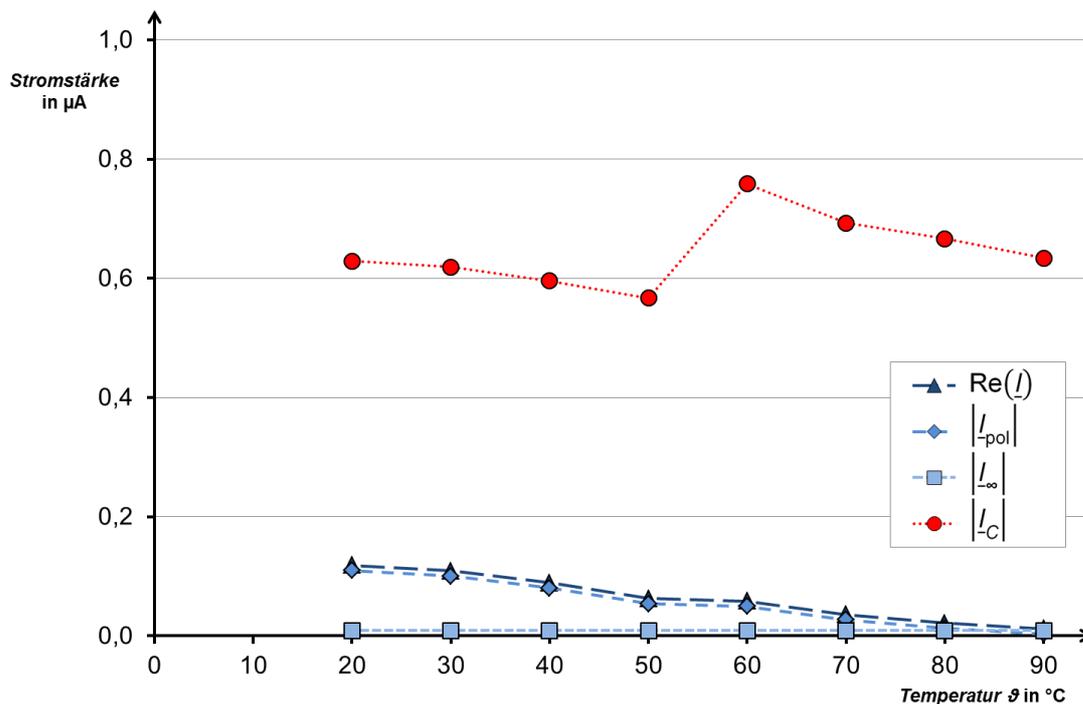


Abb. 4.28: Effektivwerte des Stroms in flüssigem R227ea bei einer Spannung von 5 V und einer Frequenz von 1 kHz.

Bei Betrachtung der Ströme fällt auf, dass

- I_{∞} sowohl frequenz- als auch temperaturinvariant ist. Dies ist jedoch eine direkte Folge der Annahme, wonach im Bereich der hier vorkommenden elektrischen Feldstärken der spezifische Widerstand ρ konstant ausfallen soll.
- bei beiden Frequenzen der Einfluss von I_{pol} wesentlich größer als der von I_{∞} ausfällt. Bei zunehmender Temperatur steigt der prozentuale Anteil von I_{∞} am gesamten Realteil des Stromes $\text{Re}\{I\}$ dann an.
- bei R134a der Realteil des Stromes $\text{Re}\{I\}$ bei 50 Hz im Vergleich zu einer Frequenz von 1 kHz ähnlich groß ausfällt.

Werden die Kältemittel R134a und R227ea hinsichtlich **Abb. 4.26** bis **Abb. 4.28** miteinander verglichen, kann festgestellt werden, dass sich bei R227ea ein größerer kapazitiver Strom I_C ergibt. Dies ist im Wesentlichen jedoch ein Resultat der höheren Messspannung. Gleichzeitig fällt hingegen der Realteil des Stromes $\text{Re}\{I\}$ geringer aus. Da der dielektrische Verlustfaktor dem Verhältnis von Wirkstrom zu kapazitivem Ladestrom entspricht, fällt dieser bei R227ea entsprechend niedriger aus als bei R134a (s. **Abb. 4.19** und **Abb. 4.20**). Die verhältnismäßig größeren Wirkströme in R134a sind dabei eine unmittelbare Konsequenz der größeren Polarisationsverluste in diesem Medium.

4.3.5 Literaturvergleich und Erklärungsansatz für das Verhalten von dielektrischem Verlustfaktor und relativer Permittivität

In **Abb. 4.29** ist eine Übersicht über den Wertebereich der dielektrischen Verlustfaktoren bei Netzfrequenz (50 Hz) und Raumtemperatur von Isolierstoffen gegeben, die üblicherweise in der elektrischen Energietechnik eingesetzt werden. Werden die dort aufgeführten Werte mit jenen des im Rahmen dieser Arbeit ermittelten dielektrischen Verlustfaktors von R134a verglichen, fällt auf, dass sich für dieses Kältemittel eindeutig größere Werte ergeben als für typische flüssige Isoliermedien zu erwarten wäre.

Auch bei einer Messfrequenz von 1 kHz und Raumtemperatur konnte für flüssiges R134a ein dielektrischer Verlustfaktoren beobachtet werden, welcher mit ca. 2,2 größer als 1 ist (s. **Abb. 4.19**). Dieser Sachverhalt wurde für diese Frequenz und dieses Kältemittel auch von Fellows [Fel-91] und Gbur [Gbu-05] festgestellt, bei denen sich Werte von 1,042 bzw. 1,4777 ergaben. In der Literatur gibt es allerdings keinen Erklärungsansatz, weshalb das R134a einen solch hohen dielektrischen Verlustfaktor aufweist.

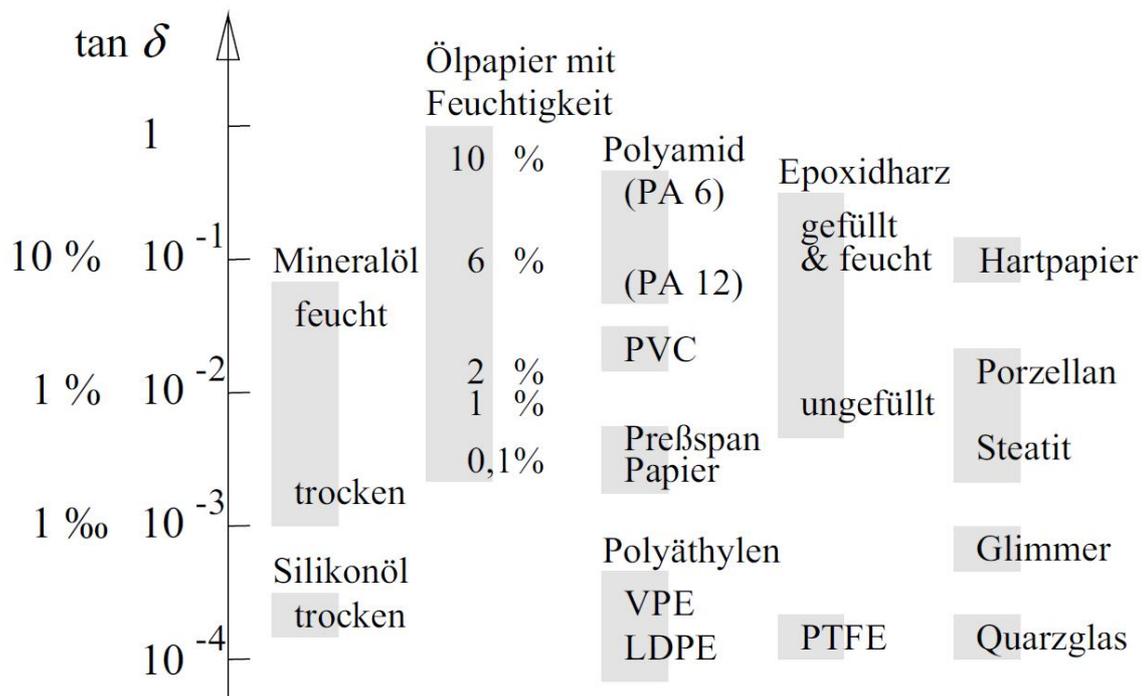


Abb. 4.29: Dielektrische Verlustfaktoren bei Netzfrequenz (50 Hz) und Raumtemperatur; [Küc-04]

Generell ist in Fluiden die Brownsche Bewegung maßgebend für die Bewegung der einzelnen Moleküle. Dies bedeutet jedoch nicht, dass sich gerade bei Flüssigkeiten, bei denen die mittleren Molekülabstände im Vergleich zu einem Gas wesentlich geringer ausfallen, die Moleküle untereinander nicht beeinflussen können. Wie sich

der Abstand der Moleküle auf die Permittivität auswirkt, wurde bereits 1936 durch Onsager [Ons-36] in einem Modellentwurf dargelegt, der wenig später durch Kirkwood [Kir-39] verfeinert wurde. Kern dieses Modells ist die Vorstellung, dass zwischen den einzelnen Dipolen einer Flüssigkeit intermolekulare Kräfte wirken, deren Größe hauptsächlich von geometrischen Gegebenheiten abhängt.

Dabei kann das Dipolmoment eines Mediums in flüssigem Zustand wesentlich größer als in der Gasphase ausfallen. So führt Gregory [Gre-97] am Beispiel von Wasser aus, dass der Zusammenschluss mehrerer H₂O-Moleküle im Vergleich zu einem einzelnen Molekül ein um bis zu 40% höheres Dipolmoment aufweisen kann. Da das Dipolmoment in Zusammenspiel mit einem äußeren elektrischen Feld als Maß dafür verstanden werden kann, welche Kraft auf einen Dipol wirkt, die dafür sorgt, dass er sich im elektrischen Feld ausrichtet, bedeutet ein Anstieg des Dipolmoments eine Vergrößerung jener „Ausrichtkraft“ bei konstanter Feldstärke. Im Fall einer Flüssigkeit, bei der die Moleküle beweglich sind, heißt das, dass je größer das Dipolmoment ausfällt, desto stärker richten sich bei einer gegebenen elektrischen Feldstärke die Moleküle aus.

Hierbei und auch im folgenden ist zu beachten, dass das elektrische Dipolmoment in den meisten Fällen in der Einheit „Debye“ angegeben wird. Demzufolge ergibt sich als Einheitenzeichen das „D“. Bei dem Debye handelt es sich um eine veraltete, nicht SI-konforme Einheit. Da 1 D jedoch ca. $3,334 \cdot 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m}$ entspricht und bei Verwendung des SI-Systems mit sehr kleinen Zahlenwerten gearbeitet werden müsste, hat sich das Debye bis heute gehalten.

Für gasförmiges R134a stellte Meyer [Mey-95] fest, dass es über ein temperaturunabhängiges Dipolmoment von 2,06 D verfügt. Damit ist das Dipolmoment von R134a größer als das eines H₂O-Moleküls, dessen Dipolmoment nach Lovas [Lov-78] bei 1,86 D liegt. Für R134a werden von Santos [San-06] für gasförmiges R134a ebenfalls 2,06 D genannt. Allerdings ergibt sich bei ihm für die Flüssigphase ein Wert von 2,67 D. Santos [San-06] weist ferner darauf hin, dass die Beweglichkeit der Moleküle in flüssigem R134a im Vergleich zu anderen Flüssigkeiten stark eingeschränkt ist. Als Grund hierfür wird genannt, dass es Interaktionen zwischen den Fluoratomen des einen Moleküls und den Wasserstoffatomen des benachbarten Moleküls gebe (s. **Abb. 4.30**). Laut Hainam [Hai-10] handelt es sich hierbei zwar nicht um eine klassische Wasserstoffbindung, allerdings gelang im Rahmen von Simulationen der Nachweis, dass sich R134a-Moleküle untereinander in anziehender Wechselwirkung beeinflussen. In diesem Zusammenhang weist Hainam darauf hin, dass dieses Ergebnis auch für andere Fluoralkane von Relevanz ist.

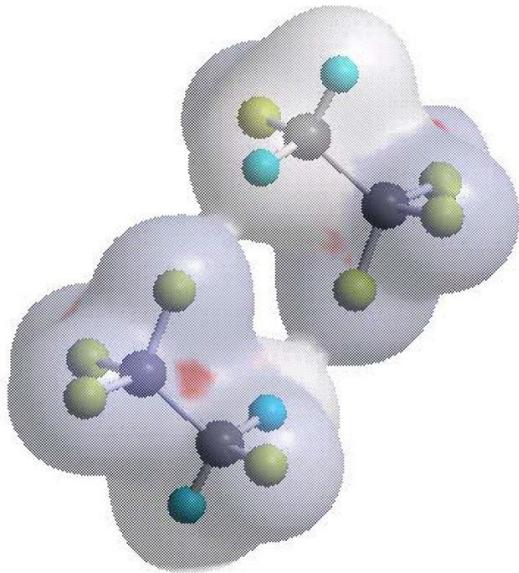


Abb. 4.30: Schematische Darstellung zweier R134a-Moleküle inkl. Orbitaldarstellung. Das Molekül besteht aus Kohlenstoff (schwarz), Wasserstoff (blau) und Fluor (grün). Überlappende Orbitale symbolisieren gegenseitige Wechselwirkung der beiden Moleküle. Zonen geringerer Elektronendichte sind rot eingefärbt; nach [San-06].

Damit ergibt sich folgende Schlussfolgerung: In flüssigem R134a stehen die Moleküle untereinander in starker Wechselwirkung. Durch die innerhalb der Flüssigkeit aufgebauten „Bindungen“² halten sich die Moleküle quasi aneinander fest. Wird nun von außen ein elektrisches Feld angelegt, kann dieses aufgrund des hohen Dipolmoments dafür sorgen, dass sich die Moleküle nach dem Feld ausrichten und dabei die Bindungen aufbrechen. Haben sich die Moleküle dann ausgerichtet, werden die Bindungen wieder aufgebaut. Wenn nun eine Wechselspannung anliegt, wird sich das Spiel aus „Bindungen aufbrechen, Moleküle richten sich nach dem Feld aus, Bindungen aufbauen“ bei jeder Halbwelle der angelegten Spannung wiederholen. Die Energie, die für diesen Vorgang aufgebracht werden muss, äußert sich nun in einem hohen ϵ_r'' und damit einem großen dielektrischen Verlustfaktor der Flüssigphase.

Wenn nun die Interaktion der Flüssigkeitsmoleküle untereinander ursächlich für einen großen Wert von ϵ_r'' ist, erscheint es plausibel, dass dieser Wert bei beiden Kältemitteln mit zunehmender Temperatur abnimmt. Da es sich bei R134a und R227ea allerdings um zwei verschiedene Moleküle handelt, deren Interaktion untereinander jeweils unterschiedlich ausgeprägt ist, kann jedoch nicht erwartet werden, dass sich bei beiden Medien der gleiche prozentuale Abfall des dielektrischen Verlustfaktors mit der Temperatur ergibt.

² Unter dem Begriff der „Bindung“ ist an dieser Stelle die anziehende Wechselwirkung der Moleküle zueinander zu verstehen.

Im Gegensatz zu den sonst in der elektrischen Energietechnik eingesetzten Isolierflüssigkeiten, wie Transformatorölen, befinden sich beide Kältemittel bei einer Temperatur von $\vartheta = 90^\circ\text{C}$ in der Nähe ihrer kritischen Temperatur. Liegen wie in diesem Fall Sättigungsbedingungen vor, gleichen sich bei Annäherung an diesen Punkt die Massendichten des gasförmigen und des flüssigen Zustands immer weiter an (s. **Abb. 4.10**). Erreicht die Temperatur schließlich den kritischen Wert, geht das Medium in den überkritischen Zustand über, bei dem es keine Unterscheidung mehr zwischen flüssiger und gasförmiger Phase gibt.

Mit steigender Temperatur stehen im Elektrodenzwischenraum der Versuchsanordnung daher weniger Flüssigkeitsmoleküle für eine Orientierungspolarisation zur Verfügung. Eine Konsequenz davon ist, dass – sollte ausschließlich eine einfache Orientierungspolarisation für das gemessene ε_r' verantwortlich sein – die dielektrische Suszeptibilität χ_c des Dielektrikums im gleichen Maß zurückgehen muss, wie Moleküle vorhanden sind. Im Extremfall (keine Moleküle, absolutes Vakuum) wäre die Suszeptibilität $\chi_c = 0$ und damit $\varepsilon_r' = 1$. Dabei gilt der Zusammenhang $\varepsilon_r' = \chi_c + 1$.

Wenn sich nun bei 90°C im Vergleich zu den 20°C gemäß **Abb. 4.10** nur noch 68% der Moleküle im Elektrodenzwischenraum befinden, müsste der Wert für χ_c theoretisch ebenfalls auf 68% absinken. Wird das mit den Werten aus **Abb. 4.24** durchgerechnet und werden dabei die aus dem Wert von ε_r' bei 20°C rechnerisch extrapolierte Wert bei 90°C als $\tilde{\varepsilon}_r'$ bezeichnet, ergibt sich folgendes Ergebnis:

Tab. 4.1: Extrapolation der Werte von flüssigem R134a für ε_r' bei einer Temperatur von 90°C aus den Werten bei 20°C und bei einer Frequenz von 50 Hz (grün).
Zum Vergleich sind zusätzlich die bei 90°C messtechnisch ermittelten Werte angegeben (blau).

f in Hz	ε_r' bei 20°C	χ_c bei 20°C	68% von χ_c bei 20°C	$\tilde{\varepsilon}_r'$ bei 90°C	ε_r' bei 90°C
50 Hz	53,3	52,3	35,6	36,6	26,8

Die auf diese Weise errechnete Abschätzung für $\tilde{\varepsilon}_r'$ überschätzt den gemessenen Wert ε_r' . Dabei muss jedoch bedacht werden, dass das bei den höheren Temperaturen und damit geringeren Massendichten kleinere Dipolmoment nicht berücksichtigt wurde.

Durch die geringere Massendichte bei erhöhten Temperaturen nimmt ferner die Beweglichkeit der noch im Elektrodenzwischenraum vorhandenen Moleküle zu. Letzteres zeigt sich beispielhaft an R134a über ein einfaches Debye-Modell. So liegt die Relaxationskonstante τ bei 20°C bei 18,3 ms und sinkt bei 90°C auf 4,3 ms ab.

Makroskopisch wird dies auch durch die mit zunehmender Temperatur signifikant abnehmende Viskosität deutlich (s. **Abb. 4.31**).

Eine Relaxationskonstante im ms-Bereich erklärt nebenbei, weshalb bei einer Frequenz von 1 kHz der Wert von ε'_r temperaturinvariant ist. So können die Moleküle bei dieser Frequenz dem sich ändernden elektrischen Feld nicht mehr richtig folgen. Die in **Abschnitt 4.3.4** getroffene Annahme linearer Systemeigenschaften lässt die Anwendung des Debye-Modells zu. Dieses besagt, dass ε'_r bei steigender Frequenz gegen einen festen Wert ε_∞ strebt (s. (Gl. 4.10), [Raj-03]). Hierbei bezeichnet $\varepsilon_{\text{stat}}$ den Wert für die statische Permittivität, welcher sich beim Grenzübergang $\omega \rightarrow 0$ ergibt.

$$\varepsilon'_r(\omega) \approx \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_{\text{stat}} - \varepsilon_\infty}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{Gl. 4.10})$$

Hinsichtlich $\varepsilon''_r(\omega)$ gilt nach Raju [Raj-03] der folgende Zusammenhang:

$$\varepsilon''_r(\omega) \approx \frac{(\varepsilon_{\text{stat}} - \varepsilon_\infty) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (\text{Gl. 4.11})$$

Da das Produkt $\omega^2 \tau^2$ ab einer Frequenz von 120 Hz und einer Relaxationskonstante τ von 4,3 ms größer 10 wird, kann die 1 im Nenner bei weiter steigender Frequenz vernachlässigt werden. Hierdurch erklärt sich direkt der in (Gl. 4.9) festgestellte umgekehrt proportionale Zusammenhang von $\varepsilon''_r(\omega)$ zur Kreisfrequenz ω .

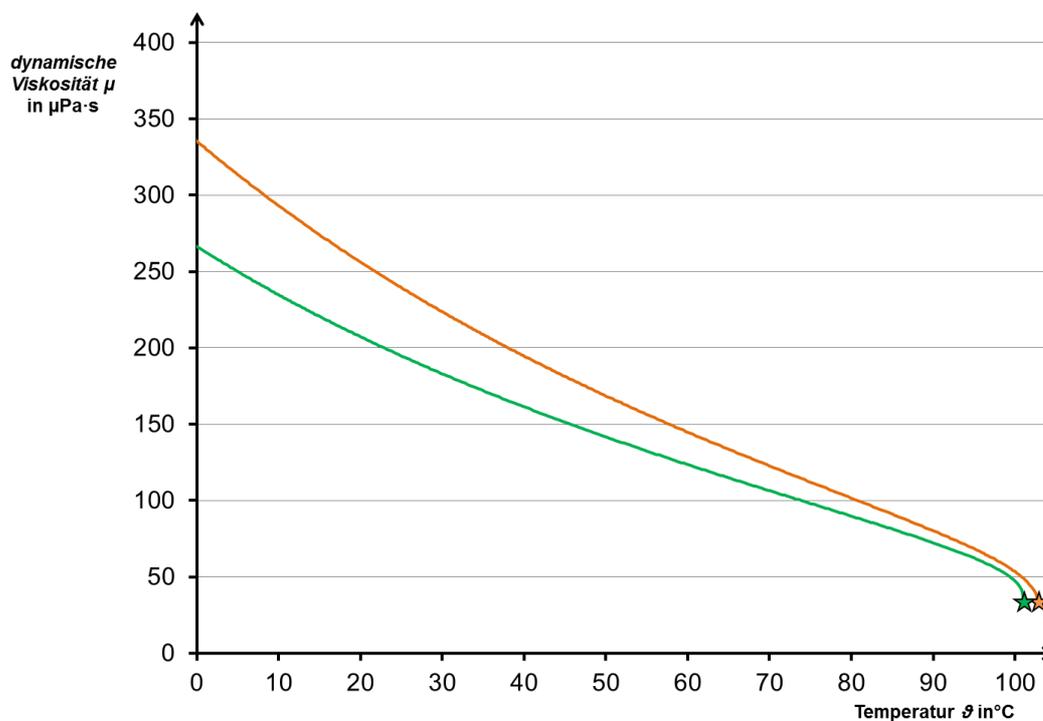


Abb. 4.31: Dynamische Viskosität μ von flüssigem R134a (grün) und R227ea (orange) unter Sättigungsbedingungen. Daten nach [Lem-15].

Da die starke Wechselwirkung der Moleküle in der Gasphase aufgrund des größeren mittleren Molekülabstands in dieser Hinsicht nicht existiert, erscheint es weiterhin plausibel, dass der dielektrische Verlustfaktor von gasförmigem R134a nach Gbur [Gbu-05] lediglich $4,52 \cdot 10^{-5}$ beträgt und damit gegenüber dem der Flüssigphase vernachlässigt werden kann.

Bezüglich der relativen Permittivität in Abhängigkeit der Temperatur untersuchte Feja [Fej-12] diverse flüssige Kältemittel. Eine andere, darauf aufbauende Darstellung (s. **Abb. 4.32**) wählte Müller [Mue-11]. Hierbei wird **Abb. 4.32** ergänzt um Messwerte für das Kältemittel R227ea, die freundlicherweise durch Feja zusätzlich bereitgestellt wurden. Da hierbei alle in **Abb. 4.32** aufgeführten Messwerte in derselben Versuchsanordnung bzw. von denselben Personen untersucht wurden, ist die Wiederholpräzision der Messwerte untereinander gewährleistet. Darüber hinaus wird **Abb. 4.32** im Temperaturbereich zwischen 20°C und 60°C erweitert durch linear extrapolierte Werte, die sich aus der Veröffentlichung von Ribeiro [Rib-07] ergeben. Feja und die anderen Autoren beschränkten sich bei ihrer Betrachtung auf den Realteil der komplexen Permittivität ϵ'_r .

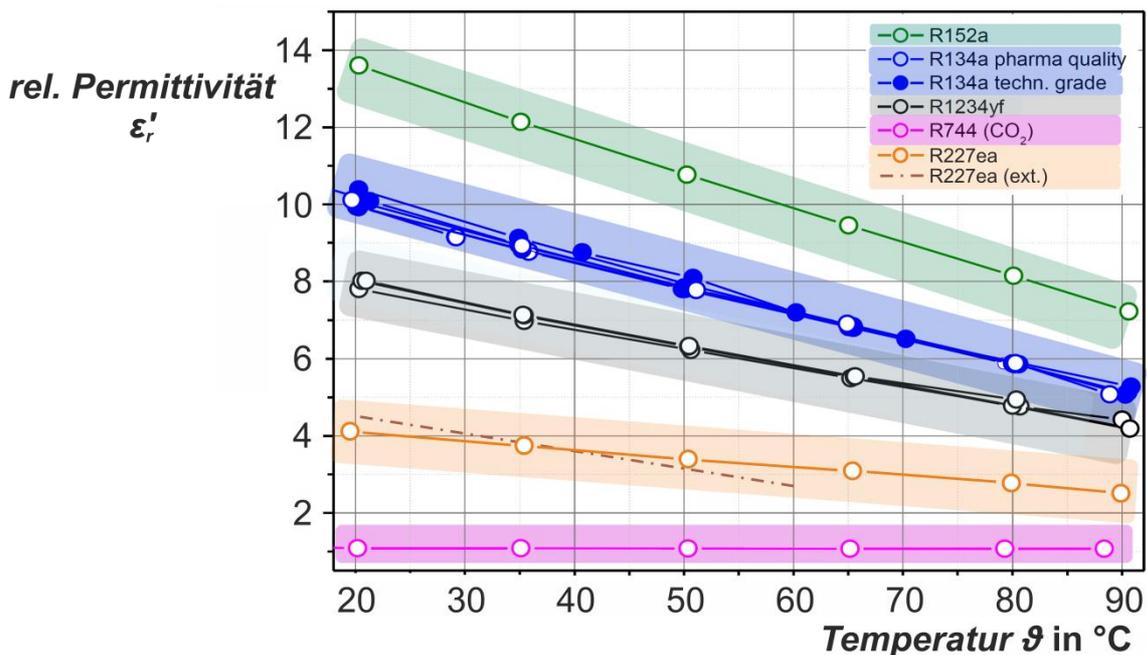


Abb. 4.32: Abhängigkeit der relativen Permittivität von der Temperatur von flüssigem R152a (grün), R134a (blau), R1234yf (grau), R744 (magenta) und R227ea (orange) bei einer Messfrequenz von 1 kHz. Nach [Mue-11], Daten für R227ea von Feja, interpolierte Werte für R227ea (braun punkt-gestrichelt) nach [Rib-07].

Es zeigt sich beim Vergleich von **Abb. 4.32** mit **Abb. 4.25** eine Diskrepanz der Messwerte. So zeigten sich im Rahmen der Messungen von ϵ'_r durch Feja zwei- bis

dreifach niedrigere Werte. Weiterhin konnte die von Feja skizzierte Temperaturabhängigkeit hinsichtlich ϵ'_r nicht festgestellt werden.

Hinsichtlich des spezifischen Widerstands von flüssigem R134a in Abhängigkeit der Temperatur unternahm Feja in der gleichen Publikation [Fej-12] Versuche in einer Anordnung, die sich an der [DIN EN 60247] orientiert. Da diese Anordnung jedoch ohne Schutzring ausgeführt wurde, musste Feja im Vorfeld die Anordnung mit Hilfe einer Referenzflüssigkeit abgleichen. Der Temperaturbereich lag bei seinen Versuchen ebenfalls zwischen 20°C und 90°C. Feja konnte zwar gleichsam keine Temperaturabhängigkeit für den spezifischen Widerstand von flüssigem R134a feststellen, allerdings lagen seine Werte in der Größenordnung von $10^8 \Omega\text{m}$.

Ein Ansatzpunkt, diese Diskrepanz von zwei Größenordnungen zu erklären, bietet der Umstand, dass nicht ausgeschlossen werden kann, dass die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse auf leichte Verunreinigungen zurückzuführen sind, wie sie im Fall von Kältemitteln der Qualitätsstufe „commercial grade“ vorkommen können. Bereits in **Abschnitt 3.1** wurde darauf hingewiesen, dass schon leichte Verunreinigungen ausreichend sein können, um die elektrischen Eigenschaften eines Kältemittels signifikant zu beeinflussen. Während im Fall des hier verwendeten R134a des Herstellers Solvays unter „commercial grade“ ein Reinheitsgrad von mindestens 99% verstanden werden kann [Sol-15], beträgt der Reinheitsgrad bei der Qualitätsstufe „pharma grade“ mindestens 99,9% [Sol-15a]. Die Reinheitsgrade für das Kältemittel R227ea können **Tab. 4.2** entnommen werden. Mit Rücksicht auf die englischsprachigen Datenblätter werden an dieser Stelle die englischen Begriffe für die Bezeichnung der jeweiligen Qualitätsstufe verwendet³.

Tab. 4.2: Reinheitsgrade für R134a und R227ea der Firma Solvay.
 Quellen: a: [Sol-15]; b: [Sol-14]; c: [Sol-15a]
 Nach [Dsc-15a]

Qualitätsstufe	R134a	R227ea
commercial-grade	$\geq 99,0^a$	$\geq 99,0^b$
pharma-grade	$\geq 99,9^c$	$\geq 99,99^c$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde durchweg lediglich die Qualitätsstufe „commercial grade“ verwendet, da sich die Erkenntnis um den Einfluss von Verunreinigungen erst im Nachhinein ergab.

³ In diesem Zusammenhang muss darauf hingewiesen werden, dass sich im Rahmen der Veröffentlichung [Dsc-15a] bei der Angabe der Reinheitsgrade beider Kältemittel ein Fehler eingeschlichen hat, da nicht die Werte angegeben wurden, die sich aus den Datenblättern von Solvay ergeben. **Tab. 4.2** ist daher als korrigierte Variante der in [Dsc-15a] aufgeführten Tabelle zu verstehen.

5 Versuchsanordnung der Wärmerohrversuche

In diesem Abschnitt werden das Wärmerohr und seine Einbindung in eine Elektrodenanordnung beschrieben, die eine möglichst homogene Feldverteilung im Bereich des eigentlichen Wärmerohrs gewährleistet. Daneben wird dargestellt, wie im Rahmen dieser Arbeit die Wärmeströme über das Wärmerohr messtechnisch ermittelt werden.

5.1 Wärmerohrstützer

Als Ausgangsbasis wurde ein Hochspannungsstützisolator gewählt, wie er unter anderem in gasisolierten metallgekapselten Schaltanlagen für $U_m = 145 \text{ kV}$ eingesetzt wird. Dieser besteht im Wesentlichen aus einem mit Aluminiumoxid gefüllten Epoxidharzformstoff und zwei darin vergossenen Elektroden aus Aluminium. Das Wärmerohr wurde durch eine durch den kompletten Stützisolator reichende Längsbohrung eingebracht. Innerhalb dieser 8 mm bzw. 10,2 mm messenden Bohrung⁴ befindet sich ein Kältemittel in flüssiger und gasförmiger Phase, womit sich das Kältemittel im Sättigungszustand befindet. Um zu verhindern, dass in der Bohrung an den Übergängen zwischen dem Epoxidharzformstoff und den Aluminiumelektroden lokale Feldüberhöhungen entstehen, die Ausgangspunkt von Teilentladungen sein können, wurden die Elektroden derart gestaltet, dass die Übergangsstellen im Feldschatten liegen. Dieser auf diese Weise modifizierte Hochspannungsstützisolator soll im Folgenden als Wärmerohrstützer bezeichnet werden.

Abb. 5.1 zeigt eine Schnittansicht durch den Wärmerohrstützer, wie er im Versuchskessel eingebaut ist. Der aus elektrischer Sicht relevante Elektrodenabstand innerhalb des Wärmerohrstützers beträgt 49 mm. Durch eine Simulation des elektrischen Feldes (s. **Abb. 5.2**) kann gezeigt werden, dass sich in der feldbelasteten Zone der Bohrung ein weitgehend homogenes Feld ausbildet. Dabei wurde die relative Permittivität des Epoxidharzformstoffs gemäß Herstellerangaben zu $\epsilon_{r, EP} = 5$ angenommen.

Wird dem Wärmerohrstützer nun auf seiner Unterseite eine Wärmeleistung zugeführt, verdampft das flüssige R134a am Fuß des Wärmerohrstützers. Der aufsteigende

⁴ 8 mm Bohrung ausschließlich für Versuche unter Spannungsbelastung, beschrieben in Abschnitt 7.

Dampf kondensiert anschließend am oberen Ende des Wärmerohrstützers. Während das Kondensat gravitationsbedingt wieder nach unten zurückfließt, wird die bei diesem Kondensationsprozess umgesetzte Enthalpiedifferenz Δh am oberen Ende als Wärmestrom \dot{Q} abgegeben.

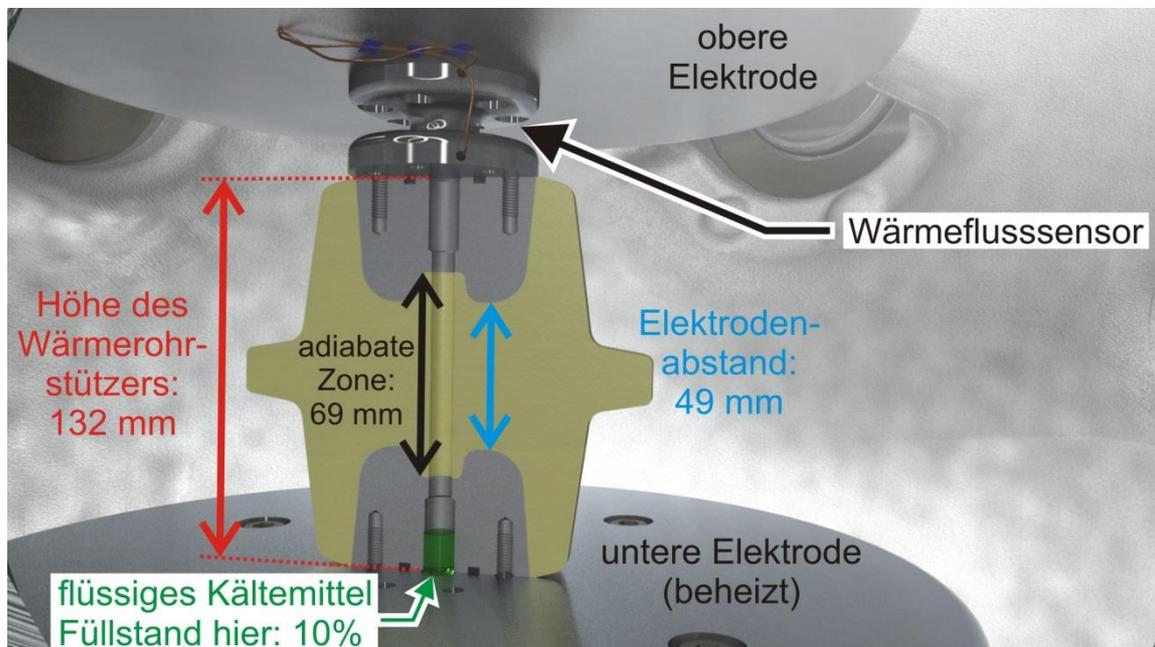


Abb. 5.1: Schnittansicht des Wärmerohrstützers, eingebaut in die Versuchsanordnung innerhalb des Versuchskessels.

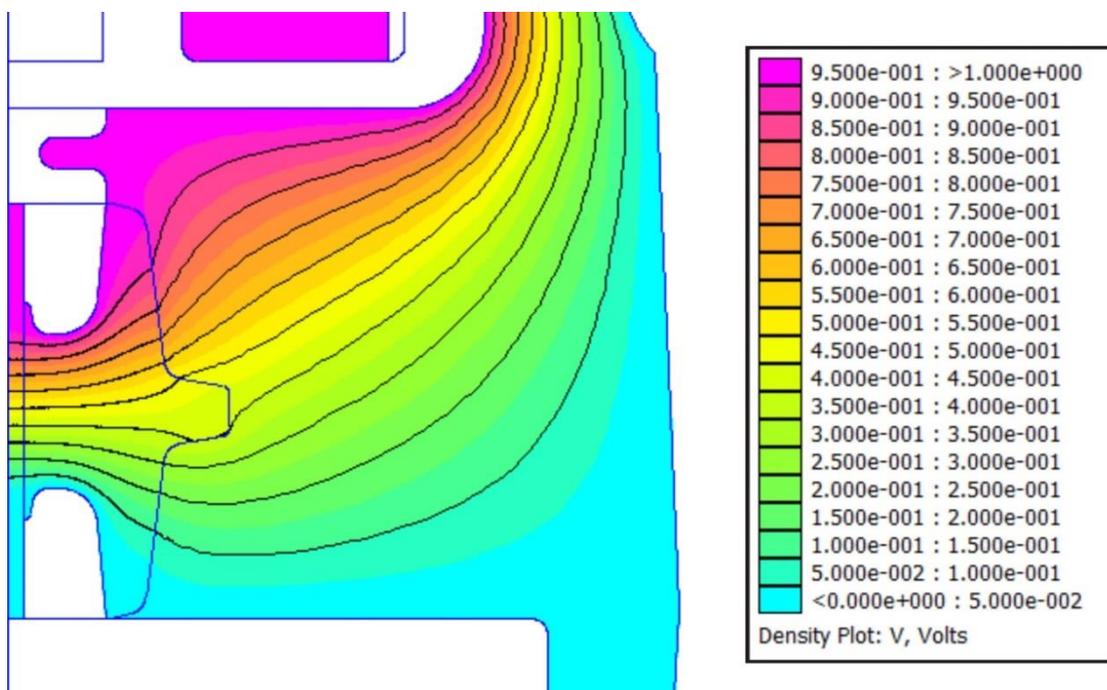


Abb. 5.2: Elektrische Potentialverteilung innerhalb des Wärmerohrstützers und des Versuchskessels inklusive Darstellung der Äquipotentiallinien in 10 %-Abstufung.

Für weitere dieser Feldsimulation zugrundeliegende Einzelheiten sei auf **Anhang A.1** verwiesen.

5.2 Versuchsanordnung und verwendete Elektroden

In **Abb. 5.3** ist die Versuchsanordnung innerhalb eines Versuchskessels dargestellt. Die untere Elektrode ruht auf vier Stahlstreben, so dass der Wärmerohrstützer sich in Höhe eines Sichtfensters des Versuchskessels befindet. Der Wärmerohrstützer wird nach oben hin durch einen Wärmeflussensor abgeschlossen, der im Detail in **Abschnitt 5.3** beschrieben wird. Die am Wärmeflussensor abgegriffenen Temperaturwerte werden mittels Thermodrähten an einen batteriebetriebenen Datenlogger geleitet, der sich auf der Oberseite der oberen Elektrode befindet. Damit der Datenlogger nicht zu Feldverzerrungen führt, wird eine Schirmelektrode verwendet. Die Hochspannung wird über eine zu dem Versuchskessel passende gasisolierte Durchführung eingeleitet, wobei der spannungsführende Leiter mit der oberen Elektrode über dort radial angeordneten Kontaktfedern verbunden ist.

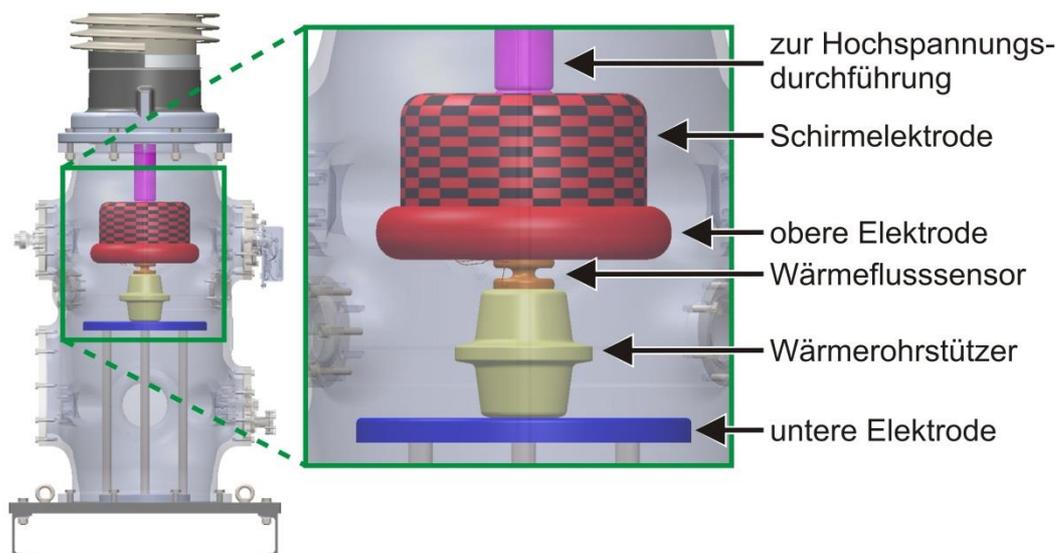


Abb. 5.3: Versuchsanordnung im Versuchskessel.

Alle in **Abb. 5.3** aufgezeigten Elektroden sind aus der Aluminiumlegierung EN AW-6082 gefertigt und hinsichtlich ihrer Oberflächenbeschaffenheit poliert. Die Abmessungen dieser Komponenten sind den technischen Zeichnungen in **Anhang B** zu entnehmen.

5.3 Wärmeflussensor (WFS)

Aufgrund der Kältemittelzuführung auf Seiten der unteren Elektrode besteht die Notwendigkeit, den vom Wärmerohrstützer übertragenen Wärmestrom \dot{Q} zwischen diesem und der oberen Elektrode zu messen. Dabei ist zu beachten, dass im Verlauf dieser Arbeit die obere Elektrode auf Hochspannungspotential gebracht wird. Daraus ergeben sich folgende Anforderungen an einen Wärmeflussensor:

- Möglichst geringe Rückwirkung auf die Funktionsweise des Wärmerohrs.
- Rücksichtnahme auf feldtechnische Gegebenheiten innerhalb des Versuchskessels.
- Robustheit bei der Montage.

Die meisten handelsüblichen Wärmeflussensoren werden in Platten- bzw. Folienform angeboten, deren Ausgangssignal eine Gleichspannung ist. Diese ist wiederum eine Funktion des Wärmestroms, welcher den Wärmeflussensor durchströmt. Damit aber ein solcher Sensor den kompletten Wärmestrom am oberen Ende des Wärmerohrstützers erfassen kann, ist ein Adapterstück notwendig, das den auf der kompletten Oberseite des Wärmerohrstützers ankommenden Wärmestrom auf die Sensorfläche konzentriert. Weiterhin muss Wärmeleitpaste verwendet werden, um die Übergangswiderstände zwischen Adapterstück und Sensor sowie zwischen Sensor und oberer Elektrode zu minimieren.

Im Zuge von Vorversuchen musste festgestellt werden, dass eine derartige Lösung nicht praktikabel ist. So stellte sich unter anderem heraus, dass bei wiederholten Montagearbeiten, die während der Versuche unvermeidbar waren, ein erhebliches Risiko bestand, den Sensor zu beschädigen. Das Auftragen der Wärmeleitpaste gestaltete sich ebenfalls schwierig. Aus diesen Gründen fiel die Entscheidung, auf einen derartigen Sensor zu verzichten und stattdessen einen selbst konstruierten „Wärmeflussshunt“ zu verwenden.

Ähnlich wie ein elektrischer Stromfluss bei einem elektrischen Widerstand zu einem elektrischen Spannungsfall führt, ist ein Wärmestrom durch einen Körper, der durch seinen Wärmewiderstand charakterisiert werden kann, mit einer Temperaturdifferenz bzw. einem „thermischen Spannungsfall“ über diesen Körper verbunden. Unter der Annahme, dass der Wärmewiderstand temperaturunabhängig ist, ist diese Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ zum Wärmestrom \dot{Q} proportional.

Um die Temperaturwerte gut und zuverlässig aufnehmen zu können, ist ein metallischer Körper notwendig, bei dem über Bohrungen Temperaturfühler eingebracht werden. Aufgrund der einfacheren Bearbeitbarkeit wurde als Material

Aluminium der Legierung EN AW-2007 gewählt. Dessen Wärmeleitfähigkeit, die nach Martienssen [Mar-05] bei $\lambda_{\text{EN AW-2007}} = 145 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ liegt, führt aber bei einer notwendigen Querschnittsfläche von ca. 30 cm^2 (metallische Auflagefläche der im Wärmeflussensor vergossenen Elektrode) und der aus feldtechnischen Gründen nur geringen maximal zulässigen Bauhöhe von 30 mm angesichts der zu erwartenden Wärmeströme in der Größenordnung von einigen 10 W nur zu geringen Temperaturdifferenzen zwischen den beiden Bohrungen. Allerdings steigt mit abnehmender Temperaturdifferenz die Messunsicherheit. Daher ist es erforderlich, den Widerstand des Sensors zu erhöhen, was im Rahmen dieser Arbeit durch einen eingeschnürten Bereich zwischen den beiden Bohrungen umgesetzt wird (s. **Abb. 5.4**).



Abb. 5.4: Wärmeflussensor in Form verjüngter Aluminiumkörper.
 Von links nach rechts: 20 W-, 35 W- und 50 W-Variante.

Der Durchmesser der Einschnürung d_{WFS} wurde nun so berechnet, dass sich bei einem im Vorfeld definierten Bemessungswärmefluss \dot{Q}_{WFS} des Wärmeflussensors eine Temperaturdifferenz zwischen beiden Bohrungen von 5 K einstellt (s. **Tab. 5.1**). Die sich daraus ergebende Sensorkonstante K_{WFS} gibt darauf aufbauend die Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ zwischen den Bohrungen pro Watt Wärmestrom wieder. Die 5 K wurden mit Hinblick auf messtechnische Gründe gewählt und sind als Kompromiss zwischen möglichen Rückwirkungen auf das Wärmerohr und Messunsicherheit zu sehen.

Tab. 5.1: Durchmesser der Einschnürung und Sensorkonstante in Abhängigkeit des Bemessungswärmeflusses

Bemessungswärmefluss \dot{Q}_{WFS} in W	Durchmesser der Einschnürung d_{WFS} in mm	Sensorkonstante K_{WFS} in K/W
20	16,51	0,25
35	22,51	0,14
50	27,23	0,10

In die Bohrungen, die bis in die Mitte des Sensors ausgeführt sind und die einen Abstand von 25 mm voneinander haben, lassen sich Temperatursensoren einführen.

Hierzu wurden an dieser Stelle Thermoelemente vom Typ T, Klasse 1 des Herstellers Omega verwendet. Diese verfügen über eine Messunsicherheit von $\pm 0,5$ K.

Durch eine kleine Bohrung in der oberen Elektrode (s. **Abb. 5.1**) wird das Signal der zwei Thermoelemente zu einem auf der oberen Elektrode befindlichen Datenlogger geführt, dort aufgezeichnet und im Nachgang ausgewertet. Bei dem Datenlogger handelt es sich um einen LPMB-2 von Site-log. Dieser weist im Temperaturbereich zwischen 0°C und 70°C eine Messunsicherheit von $\pm 0,2$ K auf. Damit ergibt sich für die beiden am Wärmeflussensor gemessenen Temperaturen jeweils eine Messunsicherheit von $\pm 0,7$ K. Da der zu messende Wärmefluss aus der Differenz der beiden Temperaturmessstellen des Wärmeflussensors ermittelt wird, beträgt die relevante Messunsicherheit somit $\pm 1,4$ K, was bei Verwendung des 35-W-Wärmeflussensors einer Messunsicherheit von $\pm 8,4$ W entsprechen würde. Diese auf den ersten Blick große Messunsicherheit konnte jedoch im Vorfeld durch einen gegenseitigen Abgleich der Temperatursensoren in einem Wasserbad kompensiert werden, da es lediglich auf die Temperaturdifferenz $\Delta\vartheta$ zwischen den beiden Temperaturmessstellen ankommt und weniger auf die Bestimmung absoluter Temperaturen. Hierbei konnte gezeigt werden, dass die Differenz der zur Anzeige gebrachten Temperaturwerte bei verschiedenen Temperaturen des Wasserbads zwischen 20°C und 50°C konstant ausfiel, so dass der ansonsten bestehende systematische Fehler herausgerechnet werden kann.

Es ist bei diesem Messverfahren zu beachten, dass die Konstruktion des Wärmeflussensors in Form eines eingeschnürten Aluminiumzylinders mit einer nicht zu vernachlässigenden Wärmekapazität einhergeht. So beträgt sie beispielsweise bei der 35-W-Variante des Wärmeflussensors $128,7$ J/K. Aus diesem Grund sind mit dieser Messmethode ausschließlich stationäre Zustände auszuwerten.

Für die Montage wird der Wärmeflussensor mit sechs Schrauben auf dem Wärmerohrstützer aufgeschraubt und bildet auf diese Weise gleichzeitig den oberen Abschluss des Wärmerohrs. Auf der Oberseite des Wärmeflussensors befindet sich ein M16-Außengewinde, welches die Verbindung zur oberen Elektrode herstellt.

6 Thermisches Verhalten des Wärmerohrstützers

Der Wärmerohrstützer soll in zwei Schritten untersucht werden. Nachdem in **Abschnitt 6** zunächst der Fokus der Experimente auf den rein thermischen Eigenschaften liegt, wird anschließend in **Abschnitt 7** sein Verhalten unter Hochspannung analysiert.

6.1 Thermische Versuchsparameter

Das mit R134a gefüllte Wärmerohr wurde zunächst umfassend in thermischer Hinsicht untersucht. Die Versuchsparameter

1. Füllstand
2. Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE}
3. Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE}
4. Neigungswinkel ϕ

wurden während der folgenden Experimente variiert und ihr Einfluss auf den Wärmestrom \dot{Q} bestimmt. Gemessen wurde dieser Wärmestrom \dot{Q} mithilfe des in **Abschnitt 5.3** dargestellten Wärmeflussensors. Darüber hinaus wurden auch an anderen Stellen Temperaturwerte aufgezeichnet, die jedoch nur Kontrollcharakter hatten und daher hier nicht weiter betrachtet werden sollen.

Bevor auf die Messergebnisse eingegangen wird, sollen im Folgenden zunächst die vier Versuchsparameter näher erläutert werden.

6.1.1 Definition und Einstellung des Füllstands

Unter dem Füllstand des Wärmerohrs soll im Rahmen dieser Arbeit das folgende Verhältnis bei Raumtemperatur verstanden werden:

$$\frac{\text{Volumen an flüssigem Kältemittel im Wärmerohrstützer}}{\text{Gesamtvolumen des Wärmerohrstützers}} \quad (\text{Gl. 6.1})$$

Veranschaulicht wird dieser Zusammenhang auch in **Abb. 6.1**. Ein Füllstand von 50% bedeutet damit, dass der Wärmerohrstützer zur Hälfte mit flüssigem R134a gefüllt ist. Bei einem Füllstand von 100% würde sich das Arbeitsmedium hingegen ausschließlich in flüssiger Form im Wärmerohr befinden. Da das Wärmerohr jedoch nicht direkt auf Höhe der Oberfläche der unteren Elektrode hermetisch abgeschlossen werden kann, befindet sich eine nicht zu vernachlässigende Menge an flüssigem

Kältemittel in unmittelbarem Kontakt zur beheizten unteren Elektrode. Aus diesem Grund ist die Verwendung „negativer Füllstände“ sinnvoll, wenn ein Füllstand beschrieben werden soll, bei dem im Bereich des eigentlichen Wärmerohrstützers das Arbeitsmedium rein gasförmig vorliegt, jedoch flüssiges Medium im Bereich der unteren Elektrode vorhanden ist. Bei welchem Füllstand optimale Bedingungen herrschen, also die zu übertragende Wärmeleistung maximal wird, muss experimentell ermittelt werden.

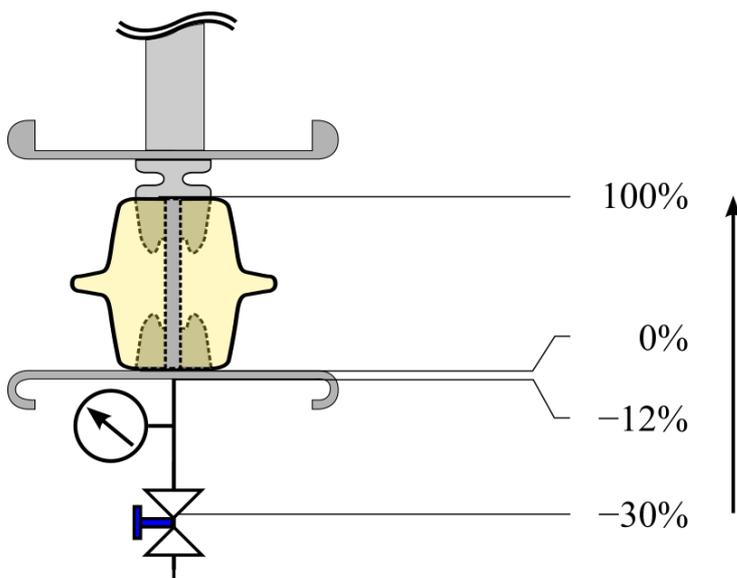


Abb. 6.1: Definition des Füllstands.

Um den Füllstand im Wärmerohr genau einstellen zu können, wird der Hohlraum im Stützisolator über einen hochdruckgeeigneten Schlauch an einen außerhalb des Kessels gelegenen Hubzylinder angeschlossen. Über zwei Anschlussstücke kann dann das Systemvolumen evakuiert sowie mit dem gewünschten Arbeitsmedium R134a befüllt werden (s. **Abb. 6.5**). Dieses hydraulische System ist hermetisch abgeschlossen. Um sicherzustellen, dass sich nach Abschluss des Befüllvorgangs keine Luft mehr in der Anordnung befindet, die den Kondensationsprozess negativ beeinflussen würde, wurde das System im Vorfeld mehrmalig mit Hilfe des Kältemittels gespült.

Der Füllstand kann nun über einen bewegbaren Kolben des Hubzylinders genau eingestellt werden, indem mit diesem das Arbeitsmedium zunächst soweit komprimiert wird, bis durch ein in die Schlauchverbindung eingebrachtes Manometer ein massiver Druckanstieg registriert wird. Ist dieser Punkt erreicht, kann davon ausgegangen werden, dass das Arbeitsmedium komplett in flüssiger Phase vorliegt. Wird nun der Kolben des Hubzylinders leicht nach hinten um die Wegstrecke Δx geführt, vergrößert sich das Volumen des eingeschlossenen Kältemittels V um

$$\Delta V = A \cdot \Delta x \quad (\text{Gl. 6.2})$$

wobei A der Stempelfläche des Hubzylinders entspricht. Auf diese Weise steht dem Arbeitsmedium nun ein größeres Volumen zur Verfügung als es in der rein flüssigen Phase in der Lage ist auszufüllen, womit Teile des Arbeitsfluids in die gasförmige Phase übergehen.

Dabei gilt, dass wenn der Kolben des Hubzylinders mit einem Durchmesser der kreisförmigen Stempelfläche von 50 mm um $\Delta x = 1$ mm zurückgezogen wird, dies mit einer Volumenänderung ΔV von ca. $1,96 \text{ cm}^3$ verbunden ist, was bei dem Wärmerohrstützer mit 10,2 mm Bohrungsdurchmesser einer Füllstandsänderung von 18,2% entspricht. Da der Kolben über eine Gewindestange bewegt wird, ist eine genaue Einstellung des Füllstands zuverlässig möglich. Hierbei muss lediglich beachtet werden, dass die Bewegung von Gasblasen in Flüssigkeiten durch den Auftrieb bestimmt wird, die Blasen also immer bestrebt sind, nach oben zu steigen. Daher muss der Hubzylinder unterhalb des Wärmerohrstützers angeordnet werden.

6.1.2 Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE}

Die untere Elektrode wird über insgesamt zehn Lastwiderstände mit einer Gesamtheizleistung P_{el} von 400 W beheizt. Dabei sind zwei Lastwiderstände mit jeweils 100 W in der Elektrode versenkt untergebracht und acht Lastwiderstände mit jeweils 25 W unterhalb der Elektrode montiert (s. **Abb. 6.2**). Die Heizelemente werden mit einer Wechselspannung von 230 V versorgt. Die maximal einstellbare Temperatur beträgt $\vartheta_{\text{uE}} = 120^\circ\text{C}$, wobei eine darüber hinausgehende Überhitzung durch einen Thermostat verhindert wird. Temperaturmessungen an verschiedenen Stellen zeigen eine gleichmäßige Temperierung der unteren Elektrode. Um eine gewünschte Solltemperatur zu halten, wird eine PWM-Reglereinheit des Herstellers Jumo vom Typ Imago 500 verwendet. Dessen Messunsicherheit beträgt bei Verwendung von Thermoelementen des Typs T als Temperaturgeber maximal $\pm 1,5$ K.

Es ist an dieser Stelle wichtig zu betonen, dass unter der Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} immer die Temperatur an der Messstelle (s. **Abb. 6.2**) zu verstehen ist. Diese ist wegen der Zuführung des Arbeitsfluids auf der Unterseite der unteren Elektrode ca. 60 mm außermittig gelegen. Wenn nun durch den mittig auf der unteren Elektrode montierten Wärmerohrstützer ein Wärmestrom \dot{Q}_{in} in Richtung der oberen Elektrode transportiert wird, entsteht aufgrund der endlichen spezifischen Wärmeleitfähigkeit $\lambda_{\text{EN AW-6082}}$ der unteren Elektrode ein Temperaturgefälle in Richtung der Elektrodenmitte. Dieser Temperaturgradient wird in **Abschnitt 6.5.2** abgeschätzt.

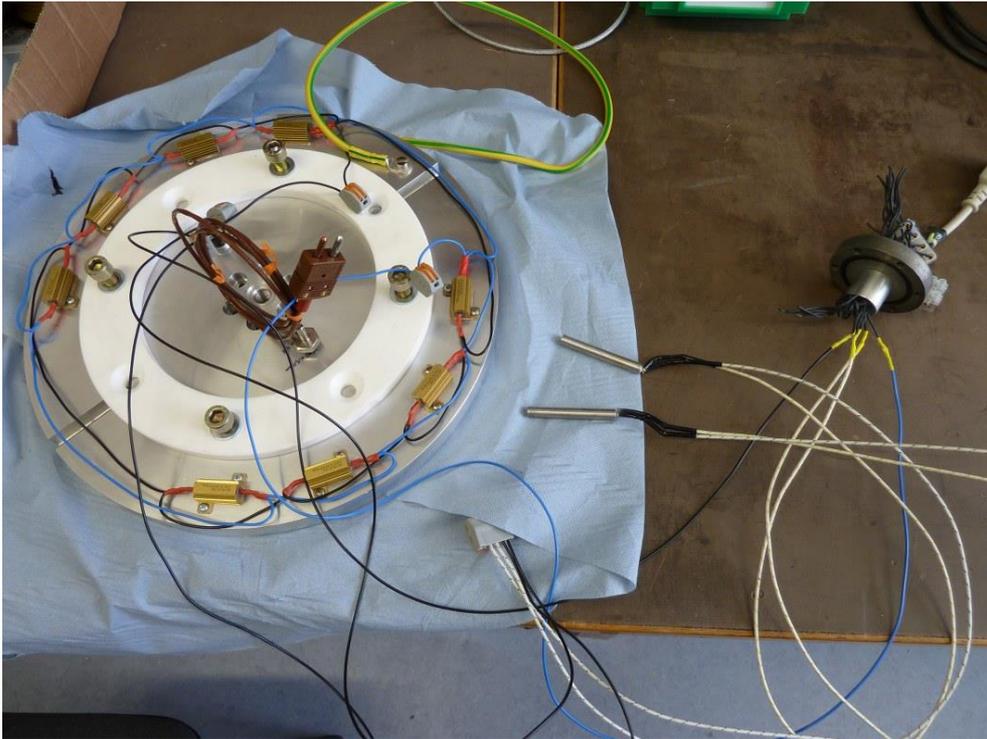


Abb. 6.2: *Beheizung der unteren Elektrode, bestehend aus zwei 100 Watt Heizpatronen (mittig im Bild) sowie acht 25 Watt Lastwiderständen (goldfarben, auf der unteren Elektrode montiert). Die Bestimmung der Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} geschieht über ein in die untere Elektrode eingeschraubtes Thermoelement, welches über die braune – hier aufgewickelte – Leitung mit der Reglereinheit verbunden wird.*

6.1.3 Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE}

Um die Wärmeübertragungseigenschaften des Wärmerohrstützers besser untersuchen zu können, wurde im Rahmen der thermischen Versuche neben der unteren Elektrode auch die Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} beeinflusst. Dabei war es das Ziel, die obere Elektrode auf einer gewünschten Temperatur zu halten und die über den Wärmerohrstützer eingebrachte Wärmeenergie abzutransportieren. Umgesetzt wurde die Temperierung der aus der Aluminiumlegierung EN AW-6082 bestehenden oberen Elektrode mithilfe einer Wasserkühlung. Hierbei konnte die Temperatur der oberen Elektrode mit einer Schwankung von ± 1 K konstant gehalten werden.

6.1.4 Einstellung des Neigungswinkel ϕ

Wärmerohre nach dem Prinzip des Thermosiphons, wie in der Arbeit gegeben, sind zu ihrer Funktion auf die Gravitation angewiesen, die die flüssige Phase des Arbeitsmediums vom Kondensationsbereich zurück zum Verdampfer bringt. Da sich innerhalb der Bohrung somit aufsteigender Dampf und nach unten ablaufende Flüssigkeit begegnen, kommt es an dieser Stelle zu Scherkräften, die das Abfließen der flüssigen Phase behindern. Diese Scherkräfte können, insbesondere bei langen

Wärmerohren, wie sie beispielsweise bei Erdwärmesonden zum Einsatz kommen, dazu führen, dass durch den aufsteigenden Dampf das kondensierte Medium nicht mehr zum Verdampfer gelangt. Dies führt unweigerlich dazu, dass, sobald die zur Verfügung stehende Menge an Arbeitsfluid auf der Verdampferseite komplett in die gasförmige Phase übergegangen ist, die Funktion des Wärmerohrs zusammenbricht. Dieser Effekt wird mitunter auch als „Burnout“ bezeichnet [Rea-14].

Gelingt es nun, den Dampfstrom vom entgegen gerichteten Flüssigkeitsstrom zu trennen, sich also Dampf und Flüssigkeit nicht mehr gegenseitig behindern, führt dies zu einer deutlichen Verbesserung der Wärmeübertragungseigenschaften. Während bei langen Erdwärmesonden zu diesem Zweck zwei konzentrische Rohre verwendet werden, wobei im innen gelegenen Rohr der Dampf aufsteigt und im Zwischenraum zwischen dem inneren und äußeren Rohr das Kondensat abläuft, genügt beim vorliegenden Wärmerohrstützer schon das Neigen der Anordnung, um die beiden Phasen zumindest soweit zu trennen, dass es zu signifikanten Verbesserungen der Wärmeübertragungseigenschaften kommt.

Aus der Literatur ist bekannt, dass gravitationsbasierende Wärmerohre ein besseres Wärmeübertragungsverhalten zeigen, wenn sie aus der senkrechten Position ausgelenkt werden. So zeigt **Abb. 6.4** die beispielhaft von Sarmasti [Sar-08] erzielten Ergebnisse mit einem Wärmerohr, welches Kupfer als Wandmaterial und destilliertes Wasser als Arbeitsmedium verwendet. Die Werte werden hierbei auf die bei der senkrechten Position erzielten Werte bezogen. Die senkrechte Position wird in diesem Zusammenhang als „90°-Position“ bezeichnet. Zur besseren Vergleichbarkeit der Messergebnisse soll diese Definition des Neigungswinkels auch bei den Versuchen mit dem Wärmerohrstützer zur Anwendung kommen (s. **Abb. 6.3**).

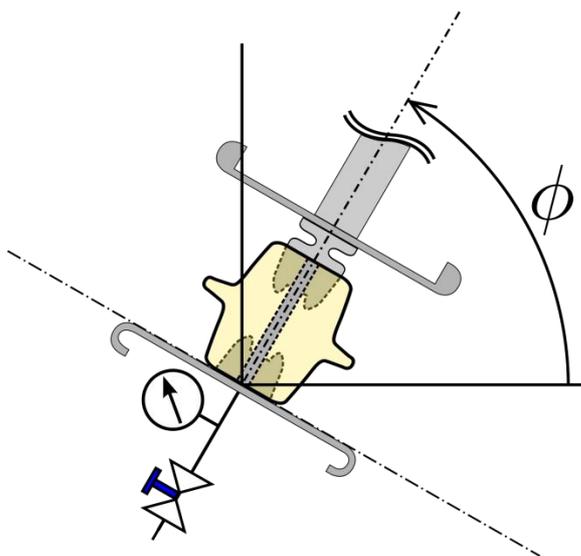


Abb. 6.3: Definition des Neigungswinkels. Bei einem Winkel von 90° steht der Wärmerohrstützer senkrecht.

Es ist bei Sarmasti zu erkennen, dass sich im Bereich eines Neigungswinkels von 60° ein Maximum der Wärmeübertragungsleistung einstellt. Bei weiter ansteigenden Neigungsgraden lässt sich ein leichtes Abfallen hinsichtlich der Übertragungsleistung feststellen (s. **Abb. 6.4**).

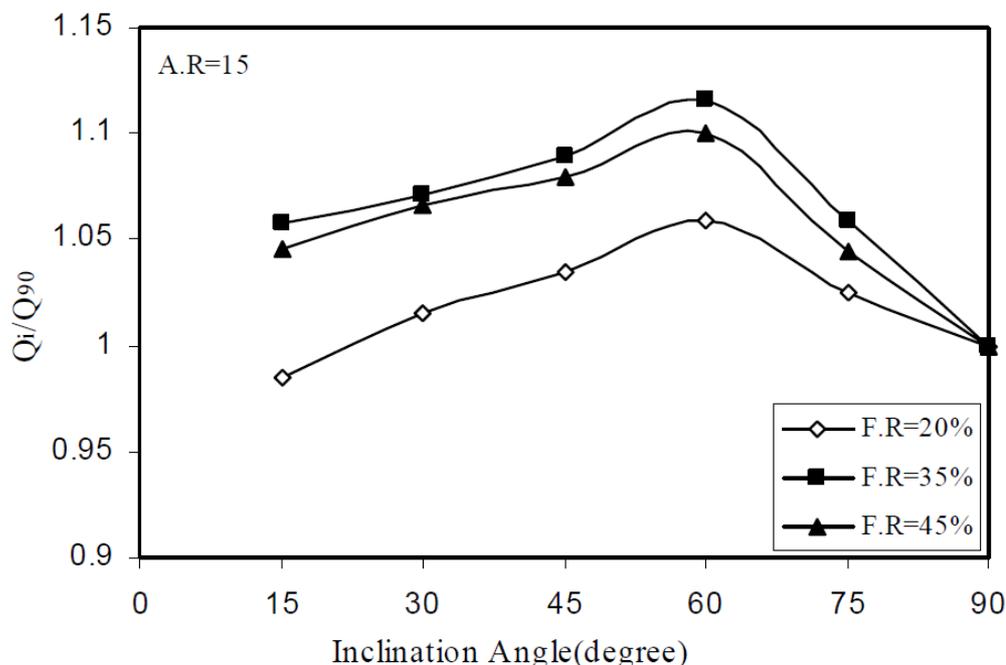


Abb. 6.4: Übertragungsleistung eines Wärmerohrs mit Wasser als Arbeitsmedium in Abhängigkeit von Neigungswinkel und Füllstand (F.R – „filling ratio“) bezogen auf die jeweilige Übertragungsleistung in senkrechter Position. Die Angabe des Füllstands bezieht sich hierbei auf die Länge des Verdampferbereichs (210 mm); Innendurchmesser des Wärmerohrs: 14 mm (A.R – „aspectratio“, Verhältnis Länge des Verdampferbereichs bezogen auf den Innendurchmesser); [Sar-08]

6.2 Versuchsplanung

In **Abb. 6.5** ist die Versuchsanordnung skizziert dargestellt, nach welchem die Versuche zum thermischen Verhalten des Wärmerohrstützers durchgeführt wurden. Nicht eingezeichnet sind in diesem Zusammenhang Temperaturmessstellen, denen lediglich eine Kontrollfunktion zukommt.

Die Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} wurde von 10 K oberhalb der Temperatur der oberen Elektrode in 10-K-Schritten bis 90°C gesteigert. Zusätzlich wurde für den 30%-Füllstand die Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} bis auf 100°C eingestellt. Die Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} wurde für einen gegebenen Füllstand auf 20°C , 30°C und 40°C eingestellt, wobei bei dem 30%-Füllstand die Temperatur zusätzlich auf 50°C angehoben wurde.

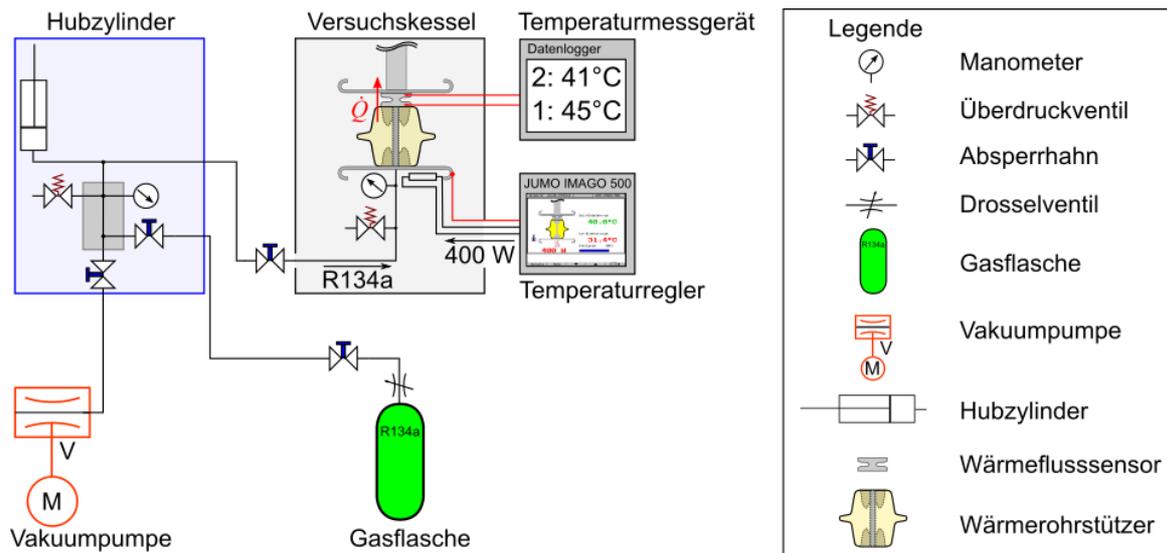


Abb. 6.5: Schematische Darstellung der Versuchsanordnung zur Untersuchung der thermischen Eigenschaften des mit R134a gefüllten Wärmerohrs.

Nach der verwendeten Definition des Füllstands befindet sich bei „0%“ kein R134a mehr im Wärmerohrstützer, sondern nur noch im „Sumpf“, dem Restvolumen zwischen dem unteren Ende des Wärmerohrstützers und dem oberen Abschluss des Kugelhahns unterhalb der unteren Elektrode. Da sich an dieser Stelle jedoch, wie in **Abschnitt 6.1.1** beschrieben, das R134a in direktem Kontakt mit der beheizten unteren Elektrode befindet und damit auch dort verdampft wird, ist es erforderlich, ebenfalls den Einfluss des unteren Bereichs zu untersuchen. Aus diesem Grund werden auch Füllstände angefahren, bei denen nur der Sumpfbereich mit flüssigem R134a gefüllt ist. **Tab. 6.1** gibt eine Übersicht über die eingestellten Versuchsparameter:

Tab. 6.1: Versuchsparameter für die thermischen Versuche am Wärmerohrstützer

Versuchsparameter	Werte
Füllstand	{-12%; -9%; -3%; 0%; 10%; 20%; 30%; 40%; 50%; 60%; 70%; 80%}
Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE}	{30°C; 40°C; 50°C; 60°C; 70°C; 80°C; 90°C}
Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE}	{20°C; 30°C; 40°C}
Neigungswinkel ϕ	{90°; 75°; 60°; 45°; 30°; 15°; 1°}

Da sich im Laufe der Versuche ein sehr gut abschätzbares Verhalten des Wärmerohrstützers herauskristallisierte, konnten vereinzelt Messpunkte ohne nennenswerten Informationsverlust ausgelassen werden. Eine Übersicht über die

letztendlich durchgeführten Versuche beim senkrechten Wärmerohrstützer kann **Tab. 6.2** entnommen werden.

Tab. 6.2: Versuchsplan zur Untersuchung der thermischen Eigenschaften des mit R134a gefüllten Wärmerohrs in senkrechter Lage ($\phi = 90^\circ$).

Füllstand in %	ϑ_{oE} in °C			ϑ_{uE} in °C					
-12	40			50	60			90	
	20	30	40	50	60	70	80	90	
-9	30		40	50	60	70	80	90	
	40			50	60	70	80	90	
-3	40			50	60	70	80	90	
	20	30	40	50	60	70	80	90	
0	30		40	50	60	70	80	90	
	40			50	60	70	80	90	
	20	30				70		90	
10	30		40			70		90	
	40			50	60	70	80	90	
	20	30	40	50	60	70	80	90	
20	30		40	50	60	70	80	90	
	40			50	60	70	80	90	
	20	30	40	50	60	70	80	90	100
30	30		40	50	60	70	80	90	100
	40			50	60	70	80	90	100
	50				60	70	80	90	100
	20	30	40	50	60	70	80	90	
40	30		40	50	60	70	80	90	
	40			50	60	70	80	90	
	20	30	40	50	60	70	80	90	
50	30		40	50	60	70	80	90	
	40			50	60	70	80	90	
	20	30				70	80	90	
60	30		40			70		90	
	40			50	60	70	80	90	
	20	30	40	50	60	70	80	90	
70	30		40	50	60	70	80	90	
	40			50	60	70	80	90	
	20	30	40	50	60	70	80	90	
80	30		40	50	60	70	80	90	
	40			50	60	70	80	90	

6.3 Versuchsdurchführung, Rohdatenerfassung und Auswertung

Die Durchführung der thermischen Versuche soll am Beispiel der Vermessung des 40%-Füllstands erläutert werden, bei dem die obere Elektrode auf $\vartheta_{oE} = 30^\circ\text{C}$ temperiert wurde. In **Abb. 6.6** sind die Temperatur- und Druckverläufe dieser Messreihe aufgezeichnet. Da der 35-W-Wärmeflussensor verwendet wurde, berechnet sich der Wärmestrom \dot{Q} aus der gemessenen Temperaturdifferenz entsprechend

$$\dot{Q} = \frac{\Delta\vartheta}{K_{\text{WFS}}} = \frac{\Delta\vartheta}{0,14 \text{ K/W}} \quad (\text{Gl. 6.3})$$

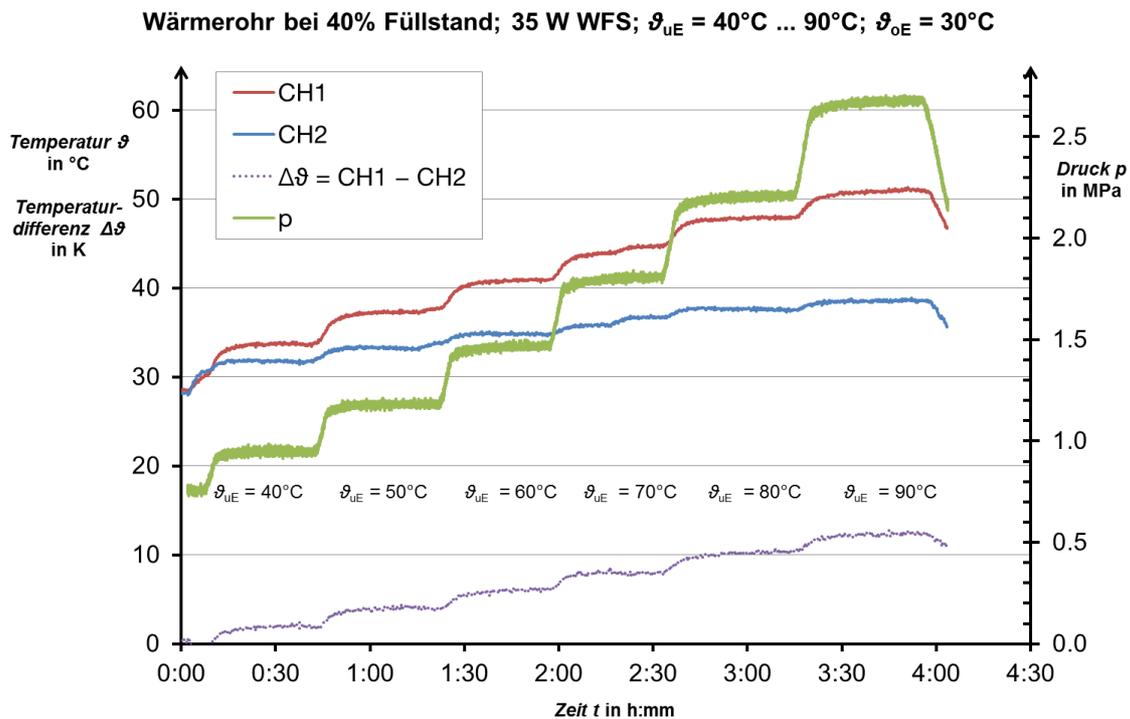


Abb. 6.6: Gemessene Temperaturen an den beiden Messstellen des Wärmeflussensors CH1 (rot) und CH2 (blau) sowie daraus berechnete Differenztemperatur $\Delta\vartheta$ (lila gepunktete Kurve). Weiterhin ist der im Wärmerohr herrschende Absolutdruck aufgetragen (grün).

Es fällt auf, dass sich nach einer Temperaturanhebung an der unteren Elektrode relativ schnell ein stationärer Endwert einstellt. Aus diesem Grund ist es nicht erforderlich, länger als 20 min auf einem eingeschwungenen Wert zu verharren. Während der Druck mit einer zeitlichen Auflösung von zwei Messwerten je Sekunde aufgezeichnet wird, werden die Temperaturwerte am Wärmeflussensor aufgrund der thermischen Trägheit des Gesamtsystems nur alle 10 s aufgenommen. Damit ergeben sich hinsichtlich der Temperaturwerte in der zwanzigminütigen Messperiode 120 Messwerte als Datengrundlage. Werden die gemittelten Wärmeströme inklusive ihrer

zweifachen experimentellen Standardabweichung über die Temperatur der unteren Elektrode aufgetragen, ergibt sich **Abb. 6.7**.

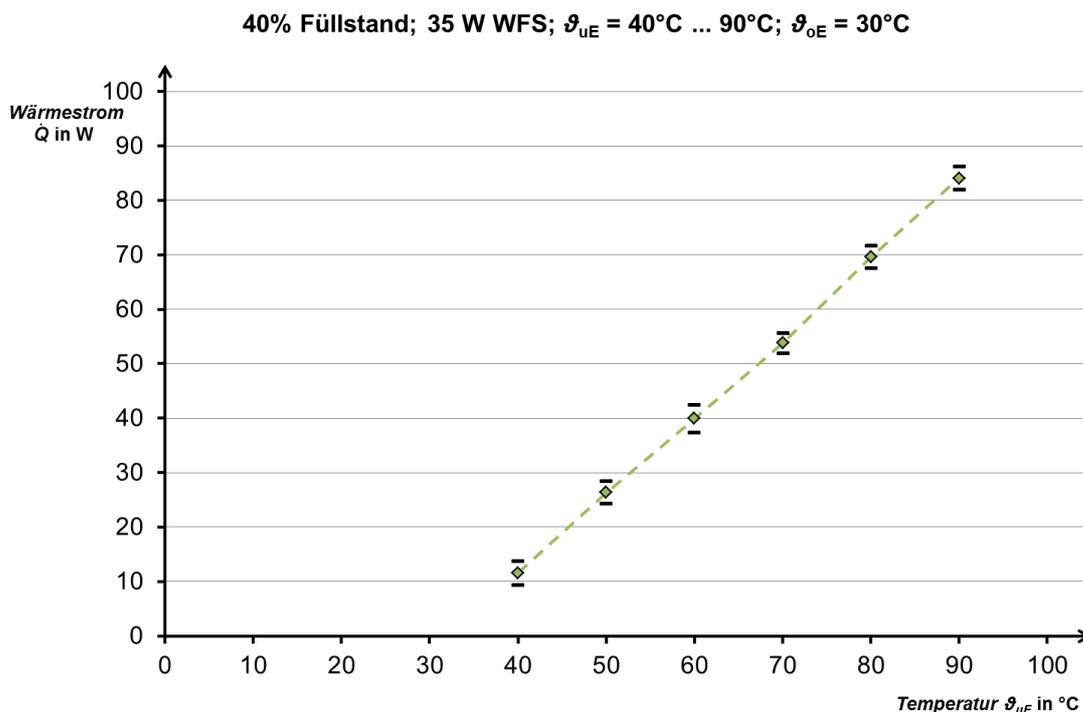


Abb. 6.7: Mittlere Wärmeströme bei einer Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} von 30°C in Abhängigkeit der Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} . Die Fehlerbereiche entsprechen der zweifachen experimentellen Standardabweichung ($n = 120$).

Es ist in guter Annäherung ein linearer Zusammenhang zwischen dem Wärmestrom \dot{Q} und der Differenz zwischen der Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} und der Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} festzustellen. Dieser Zusammenhang kommt einem konstanten thermischen Widerstand gleich, der in diesem Fall im Mittel ca. $R_{th} \approx 0,45 \text{ K/W}$ beträgt (s. **Abb. 6.8**). Weiterhin ist aufgrund der sehr geringen Streuung der Messwerte auf ein stabiles Verhalten des Wärmerohrs zu schließen.

Zu **Abb. 6.8** ist anzumerken, dass der thermische Widerstand R_{th} des Wärmerohrstützers aus der Differenztemperatur zwischen unterer Elektrode und unterer Messstelle des Wärmeflussensors ermittelt wurde, welche wiederum durch den am Wärmeflussensor ermittelten Wärmestrom dividiert wurde.

$$R_{th} = \frac{\vartheta_{uE} - \vartheta_{CH1}}{\dot{Q}} \quad (\text{Gl. 6.4})$$

Da der Temperaturregler die kontinuierliche Aufnahme der Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} nicht ermöglichte, wurde bei der hier durchgeführten Rechnung nach (Gl. 6.4) als Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} der in diskreten 10-K-Schritten ansteigende Soll-Wert statt dem jeweils aktuellen Ist-Wert verwendet. Aus diesem

Grund existieren die Sprünge bei den Übergängen zwischen zwei Temperaturniveaus der unteren Elektrode in Wirklichkeit nicht – sie sind lediglich ein Resultat der Berechnung.

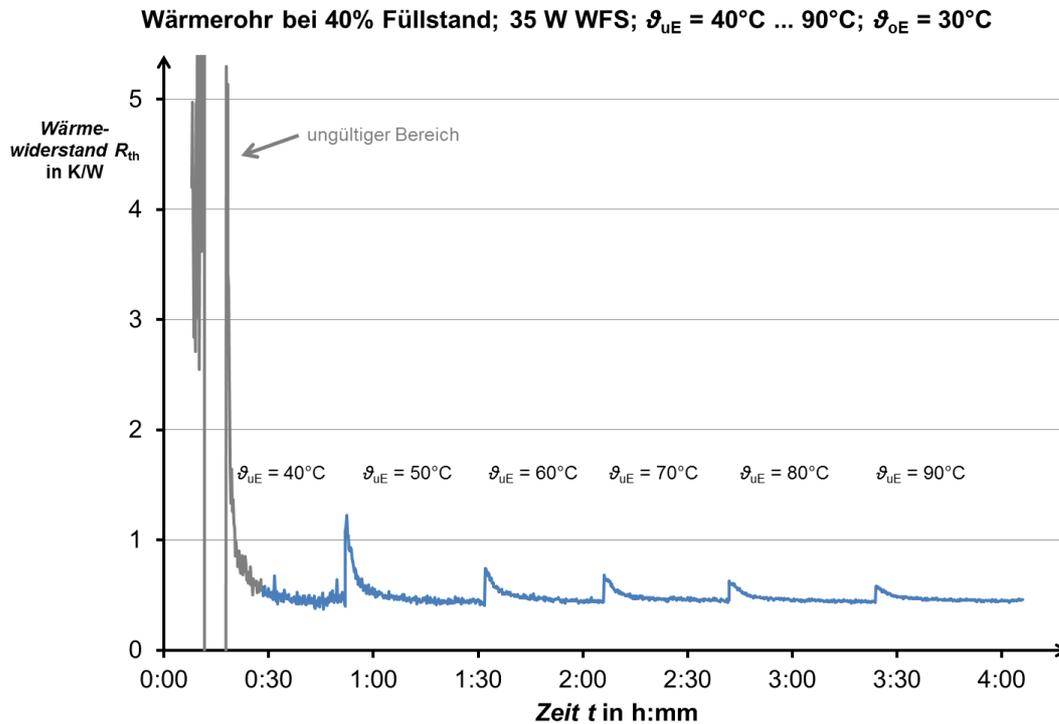


Abb. 6.8: Verlauf des Wärmewiderstandes des Wärmerohrstützers R_{th} beim Experiment mit Füllstand 40% und Temperatur der oberen Elektrode $\vartheta_{OE} = 30^\circ\text{C}$. Der ausgegraute und als ungültig markierte Bereich spiegelt das anfängliche Einschwingverhalten des thermischen Systems dar.

Bei **Abb. 6.8** fällt weiterhin auf, dass das Messsignal mit fortschreitender Zeit einen immer geringeren Rippel aufweist. Das liegt daran, dass mit zunehmender Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{UE} bei konstant gehaltener Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{OE} der Wärmestrom \dot{Q} ansteigt, welcher den Wärmeflussensor passiert. Damit steigt die dort vorherrschende Temperaturdifferenz ($\vartheta_{CH1} - \vartheta_{CH2}$) an, die sich unter Berücksichtigung der Messunsicherheiten der einzelnen Temperatursensoren bei größeren Temperaturunterschieden mit einer geringeren Messunsicherheit aufnehmen lässt.

Die hier dargestellte Mess- und Auswertemethode wurde bei allen in **Tab. 6.2** aufgeführten Messpunkten analog angewendet. So ergibt sich für den 40%-Füllstand unter Berücksichtigung der Versuche bei anderen Temperaturen der oberen Elektrode ϑ_{OE} das in **Abb. 6.9** dargestellte Ergebnis. Es ist zu erkennen, dass sich in allen drei Fällen und damit im Untersuchungsbereich unabhängig vom Temperaturniveau ein linearer Zusammenhang zwischen der Temperaturdifferenz ($\vartheta_{UE} - \vartheta_{OE}$) und dem sich einstellenden Wärmestrom \dot{Q} ergibt.

Interessant ist hierbei vor allem, dass die Steigung der einzelnen Messreihen und damit einhergehend der Wärmewiderstand des Wärmerohrstützers R_{th} annähernd konstant bleibt. So ergibt sich z.B. bei einer Temperaturdifferenz ($\vartheta_{uE} - \vartheta_{oE}$) von 20 K in allen Fällen ein Wärmestrom \dot{Q} von ca. 25 W bzw. bei einer Temperaturdifferenz von 50 K ein Wärmestrom \dot{Q} zwischen 65 W und 70 W.

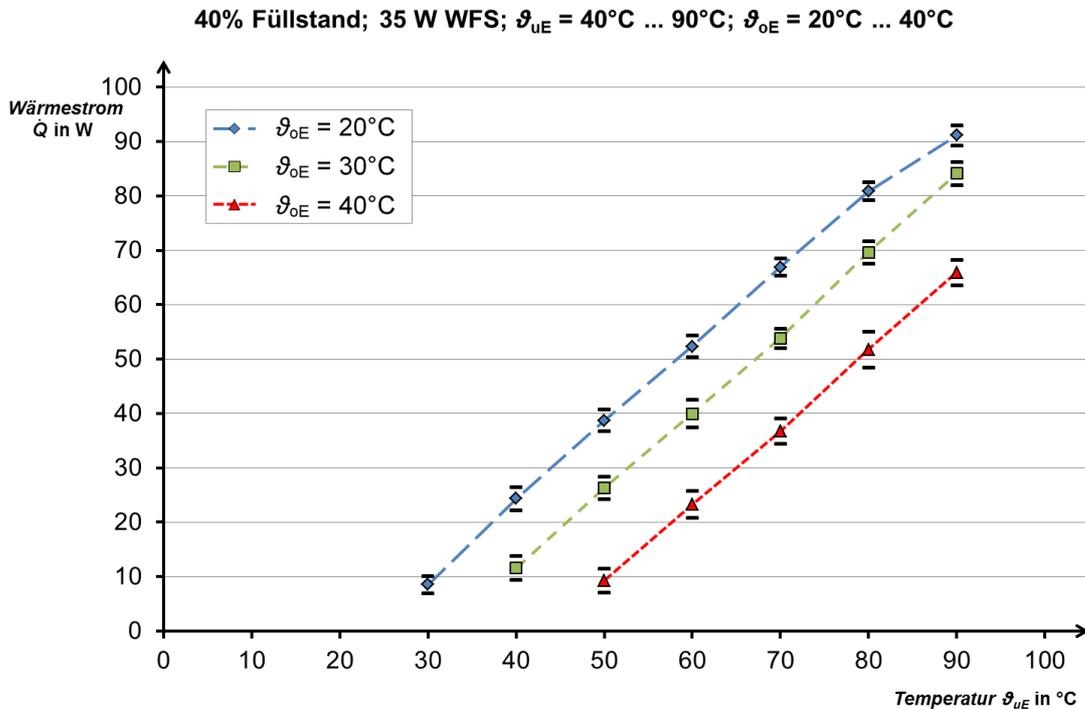


Abb. 6.9: Mittlere Wärmeströme bei einer Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} von 20°C (blau), 30°C (grün) und 40°C (rot) in Abhängigkeit der Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} . Die Fehlerbereiche entsprechen der zweifachen experimentellen Standardabweichung ($n = 120$).

6.4 Thermische Kennlinienfelder des Wärmerohrstützers

Werden die Versuche wie in **Abschnitt 6.3** beschrieben bei verschiedenen Füllständen von -12% bis 80% mit unterschiedlichen Temperaturen der oberen Elektrode ϑ_{oE} von 20°C , 30°C und 40°C (s. **Tab. 6.2**) analog wiederholt, lassen sich die in den **Abb. 6.10** bis **Abb. 6.12** beschriebenen Kennlinienfelder ermitteln.

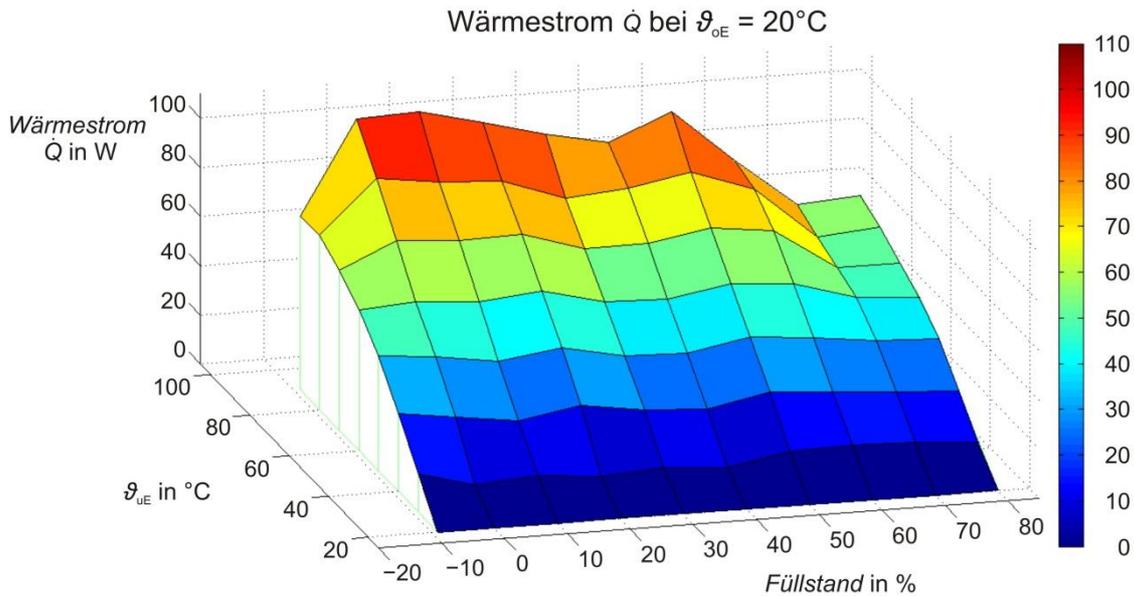


Abb. 6.10: Ermittelter Wärmestrom \dot{Q} bei einer Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} von 20°C , aufgetragen über der Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} und dem Füllstand.

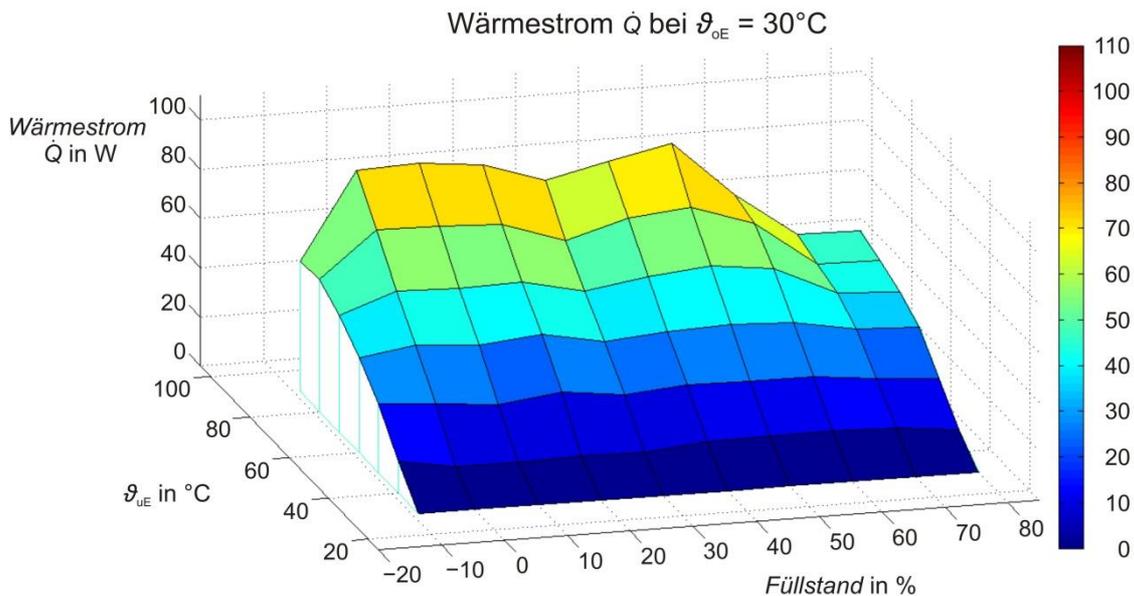


Abb. 6.11: Ermittelter Wärmestrom \dot{Q} bei einer Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} von 30°C , aufgetragen über der Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} und dem Füllstand.

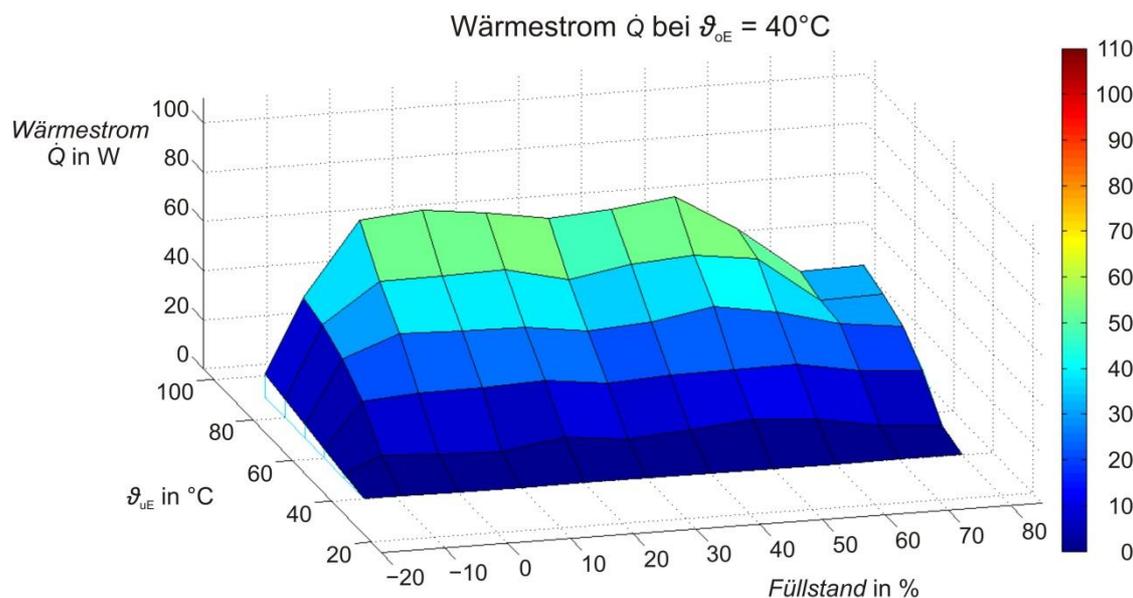


Abb. 6.12: Ermittelter Wärmestrom \dot{Q} bei einer Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} von 40°C , aufgetragen über der Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} und dem Füllstand.

Da sich bei der Auswertung der Messergebnisse herausgestellt hat, dass sich bei den Werten für den 50%-Füllstand ein unerwartetes lokales Maximum für den Wärmestrom \dot{Q} ergab, wurde dieser Punkt ein zweites Mal vermessen und bestätigt. Dieser Arbeitspunkt ist jedoch nicht relevant für den späteren Betrieb des Systems unter Spannung, da für diese Fälle niedrigere Füllstände verwendet werden.

Bei sehr hohen Füllständen ab 50% sowie bei extrem niedrigen Füllständen im Bereich von -9% ist ein Einbruch der Übertragungsleistung zu beobachten. Während dies im ersten Fall auf flüssiges R134a zurückzuführen ist, welches oberhalb des Verdampferbereichs aufsteigenden Gasblasen im Weg steht und eventuell sogar mitgerissen wird, womit flüssiges Medium direkt in den Kondensationsbereich gelangt, können bei niedrigen Füllständen Austrocknungseffekte festgestellt werden.

Hierbei trocknen Teile des Verdampferbereichs – im Extremfall der komplette Verdampferbereich – aus und sind sodann nicht mehr mit flüssiger Phase des Arbeitsmediums benetzt. Da an diesen trockenen Stellen keine flüssige Phase mehr in die gasförmige übergehen kann, um über die Verdampfungsenthalpie Δh dem Verdampfer Wärmeenergie zu entziehen, sinkt die effektive Verdampferfläche und damit einhergehend der übertragene Wärmestrom. In der Literatur (z.B. [Rea-14]) wird dieser Effekt mitunter auch als „Burnout“ bezeichnet.

Um den Wärmestrom \dot{Q} über den Wärmerohrstützer in Abhängigkeit des Füllstands besser darstellen zu können, ist in **Abb. 6.13** die Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} auf 90°C konstant gehalten. Es geht aus **Abb. 6.13** hervor, dass erst ab einem

Füllstand von 30% der Flüssigkeitspegel in den elektrisch belasteten Bereich zwischen den Elektroden kommt. Vor diesem Hintergrund ist festzustellen, dass das Wärmerohr bereits bei sehr niedrigen Füllständen seine volle Leistungsfähigkeit zeigt. Dieser Umstand ist mit Hinblick auf die in **Abschnitt 7** beschriebenen Versuche unter Spannungsbelastung zu beachten. Schließlich sorgen die großen Unterschiede bezüglich der relativen Permittivität der flüssigen Phase $\epsilon_{r, fl}$ im Vergleich zur gasförmigen Phase $\epsilon_{r, gas}$ dafür, dass bei einem Füllstand oberhalb von 30% der Bereich, in dem das Kältemittel im gasförmigen Zustand vorliegt, unter Spannungsbelastung stärker beansprucht wird als dies der Fall ist, wenn die feldbelastete Zone von einem rein gasförmigen Medium ausgefüllt ist.

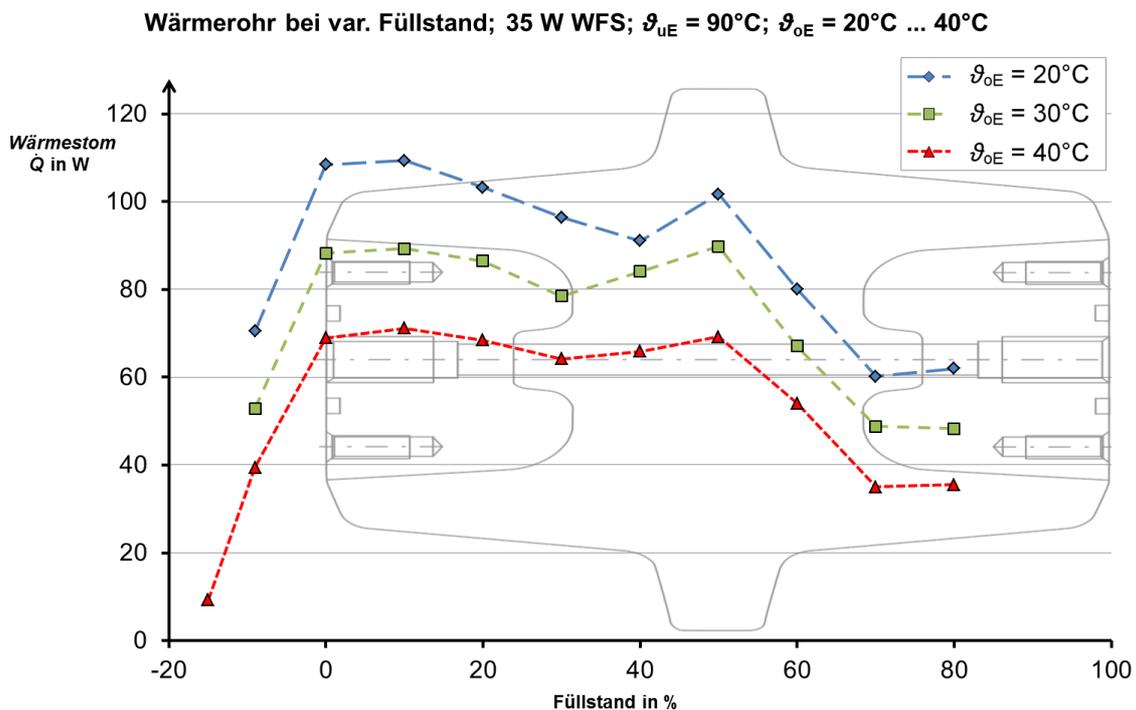


Abb. 6.13: Gemessene Wärmeströme bei einer Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} von 90°C und einer Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} von 20°C (blau), 30°C (grün) und 40°C (rot) in Abhängigkeit des Füllstands. Zur besseren Zuordnung ist die Kontur des Wärmerohrstützers dem Diagramm hinterlegt.

Neben dem Wärmerohrstützer wurde in der Versuchsanordnung auch ein Vollstützer vermessen. In diesem Zusammenhang ist unter dem Begriff „Vollstützer“ ein Isolator zu verstehen, der im Gegensatz zu dem Wärmerohrstützer nicht mit einer Bohrung versehen wurde, aber ansonsten die gleichen Abmessungen und Materialeigenschaften besitzt. Er diente während aller Versuche unter anderem als Referenzgröße und der grundsätzlichen Qualifizierung der Versuchsanordnung. So konnte sichergestellt werden, dass auch ohne Wärmerohrstützer ein störungsfreier Betrieb des gesamten Aufbaus inklusive der dazugehörigen Messtechnik sichergestellt ist.

Im Fall des Vollstützers ergab sich bei einer Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} von 90°C und einer Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} von 30°C unter Berücksichtigung der zweifachen experimentellen Standardabweichung ein Wärmestrom \dot{Q} von ca. $7,6 \text{ W} \pm 0,3 \text{ W}$. Der Wärmestrom wurde hierbei mit Hilfe des 10-W-Wärmeflussensors gemessen. Im Vergleich dazu konnte unter Verwendung des 35-W-Wärmeflussensors beim Wärmerohrstützer bei einem Füllstand von 10% und den gleichen Temperaturen für die untere und obere Elektrode mit ca. $88,3 \text{ W} \pm 2,6 \text{ W}$ ein 11,6-fach höherer Wärmestrom gemessen werden.

6.5 Theoretische Betrachtungen

6.5.1 Geschwindigkeit der Gasströmung

Die in **Abschnitt 6.3** gewonnenen Ergebnisse bedeuten, dass mit Hinblick auf die stark temperaturabhängige Verdampfungsenthalpie (s. **Abb. 4.2**) bei höheren Temperaturniveaus der oberen Elektrode wesentlich mehr R134a pro Zeiteinheit von der flüssigen Phase in die gasförmige übergehen muss.

So beträgt nach Lemmon [Lem-15] die Verdampfungsenthalpie von R134a beispielsweise bei $62,0^{\circ}\text{C}$ circa $136,2 \text{ J/g}$, bei $81,6^{\circ}\text{C}$ jedoch nur noch $102,9 \text{ J/g}$ oder 76% des Werts bei $62,0^{\circ}\text{C}$. Damit müssen für einen Wärmestrom von 65 W im Fall der $62,0^{\circ}\text{C}$

$$\dot{m}_{62,0^{\circ}\text{C}} = \frac{\dot{Q}}{\Delta h_{62,0^{\circ}\text{C}}} = \frac{65 \text{ W}}{136,2 \text{ J/g}} \approx 0,48 \frac{\text{g}}{\text{s}} \quad (\text{Gl. 6.5})$$

und bei $81,6^{\circ}\text{C}$ entsprechend

$$\dot{m}_{81,6^{\circ}\text{C}} = \frac{\dot{Q}}{\Delta h_{81,6^{\circ}\text{C}}} = \frac{65 \text{ W}}{102,9 \text{ J/g}} \approx 0,63 \frac{\text{g}}{\text{s}} \quad (\text{Gl. 6.6})$$

verdampft werden.

Der absolute Druck im Wärmerohr beträgt im Fall der beiden Messpunkte durchschnittlich

$$p_{62,0^{\circ}\text{C}, \text{WR}} = 1,767 \text{ MPa} \quad (\text{Gl. 6.7})$$

beziehungsweise

$$p_{81,6^{\circ}\text{C}, \text{WR}} = 2,727 \text{ MPa} \quad (\text{Gl. 6.8})$$

und entspricht dem der jeweiligen Temperatur zuzuordnenden Dampfdruck (s. **Abb. 4.1**).

Bei näherer Analyse der Messergebnisse fällt auf, dass gleichwohl die spezifische Verdampfungsenthalpie Δh mit steigender Temperatur abnimmt (s. (Gl. 6.5), (Gl. 6.6) und **Abb. 4.2**) und damit der für einen Wärmestrom erforderliche Massenstrom \dot{m} zunehmen muss, der Volumenstrom \dot{V} interessanterweise aber ebenfalls abnimmt.

Die Ursache hierfür liegt in der Massendichte der Gasphase ρ_{gas} , welche bei den gegebenen Drücken vorherrschen und die Abnahme der Verdampfungsenthalpie Δh mehr als kompensieren. So liegt nach Lemmon [Lem-15] die Massendichte beim 62,0°C-Punkt bei

$$\rho_{\text{gas}, 1,767 \text{ MPa}} = 92,69 \frac{\text{g}}{\text{dm}^3} \quad (\text{Gl. 6.9})$$

und bei besagtem 81,6°C-Punkt bei

$$\rho_{\text{gas}, 2,727 \text{ MPa}} = 163,63 \frac{\text{g}}{\text{dm}^3} \quad (\text{Gl. 6.10})$$

Damit gehen bei Wärmeströmen von je $\dot{Q} = 65 \text{ W}$ die Volumenströme von

$$\dot{V}_{62,0^\circ\text{C}} = \frac{\dot{m}_{62,0^\circ\text{C}}}{\rho_{\text{gas}, 1,767 \text{ MPa}}} = \frac{0,48 \frac{\text{g}}{\text{s}}}{92,69 \frac{\text{g}}{\text{dm}^3}} \approx 5,18 \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \quad (\text{Gl. 6.11})$$

beziehungsweise

$$\dot{V}_{81,6^\circ\text{C}} = \frac{\dot{m}_{81,6^\circ\text{C}}}{\rho_{\text{gas}, 2,727 \text{ MPa}}} = \frac{0,63 \frac{\text{g}}{\text{s}}}{163,63 \frac{\text{g}}{\text{dm}^3}} \approx 3,85 \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \quad (\text{Gl. 6.12})$$

einher.

Die zeitliche Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeiten \bar{v}_{gas} des gasförmigen R134a betragen damit bei einer Querschnittsfläche des Wärmerohrs von

$$A_{\text{WR}} = \pi \cdot r_{\text{WR}}^2 = \pi \cdot (5,1 \text{ mm})^2 \approx 81,71 \text{ mm}^2 \quad (\text{Gl. 6.13})$$

$$\bar{v}_{\text{gas}, 62,0^\circ\text{C}} = \frac{\dot{V}_{62,0^\circ\text{C}}}{A_{\text{WR}}} = \frac{5,18 \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}}{81,71 \text{ mm}^2} \approx 63,4 \frac{\text{mm}}{\text{s}} \quad (\text{Gl. 6.14})$$

und

$$\bar{v}_{\text{gas}, 81,6^\circ\text{C}} = \frac{\dot{V}_{81,6^\circ\text{C}}}{A_{\text{WR}}} = \frac{3,85 \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}}{81,71 \text{ mm}^2} \approx 47,1 \frac{\text{mm}}{\text{s}} \quad (\text{Gl. 6.15})$$

Da das Wärmerohr eine Gesamthöhe von 132 mm hat, bedeutet dies, dass die Gasströmung ca. 2 s benötigt, um das obere Ende des Wärmerohrs zu erreichen. Die

Gasströmung ist daher als relativ langsam anzusehen. Daher ist davon auszugehen, dass innerhalb des Wärmerohrs keine hochturbulenten Strömungsverhältnisse herrschen.

Es ist an dieser Stelle weiterhin zu erkennen, dass sich das R134a bei diesen Drücken eindeutig nicht mehr als ideales Gas beschreiben lässt, bei dem Druck und Dichte zueinander proportional sind. Wäre dies der Fall, müsste das Verhältnis der Drücke dem der Massendichten entsprechen. In diesem Beispiel gilt jedoch

$$\frac{p_{62,0^{\circ}\text{C, WR}}}{p_{81,6^{\circ}\text{C, WR}}} = \frac{2,727 \text{ MPa}}{1,767 \text{ MPa}} \approx 1,54 \quad (\text{Gl. 6.16})$$

im Vergleich zu

$$\frac{\rho_{\text{gas}, 2,727 \text{ MPa}}}{\rho_{\text{gas}, 1,767 \text{ MPa}}} = \frac{163,63 \frac{\text{g}}{\text{dm}^3}}{92,69 \frac{\text{g}}{\text{dm}^3}} \approx 1,76 \quad (\text{Gl. 6.17})$$

Dies mag an dem Umstand liegen, dass der kritische Druck des Mediums bei 4,05 MPa und damit in relativer Nähe zum Operationsbereich des Wärmerohrs liegt. Diese Vermutung kann mit Betrachtung des Realgasfaktors⁵ z untermauert werden. So lässt sich aus den Daten nach Lemmon [Lem-15] der Realgasfaktor zu

$$z_{\text{gas}, 1,767 \text{ MPa}} \approx 0,698 \quad (\text{Gl. 6.18})$$

beziehungsweise

$$z_{\text{gas}, 2,727 \text{ MPa}} \approx 0,576 \quad (\text{Gl. 6.19})$$

berechnen und weicht damit in beiden Fällen deutlich von dem Wert 1 ab.

6.5.2 Wärmeleitfähigkeit des Wärmerohrstützers

Aus **Abb. 6.13** geht hervor, dass bei einer Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} von 90°C und einer Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} von 30°C sowie einem Füllstand von 10% ein Wärmestrom \dot{Q} von ca. 88 W gemessen werden konnte. Da der Epoxidharzformstoff nach Herstellerangaben nur eine Wärmeleitfähigkeit von $\lambda_{\text{EP}} = 1,1 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ aufweist und sich mit dem Vollstützer solch hohe Wärmeströme nicht ergeben, muss der größte Teil des Wärmestroms durch das Wärmerohr übertragen werden.

⁵ Der Realgasfaktor z beschreibt, inwieweit sich das Verhalten eines Gases von dem eines idealen Gases unterscheidet. Er berechnet sich aus dem Zusammenhang $p \cdot V_{\text{m}} = z \cdot R \cdot T$ und nimmt im Fall eines idealen Gases den Wert 1 an.

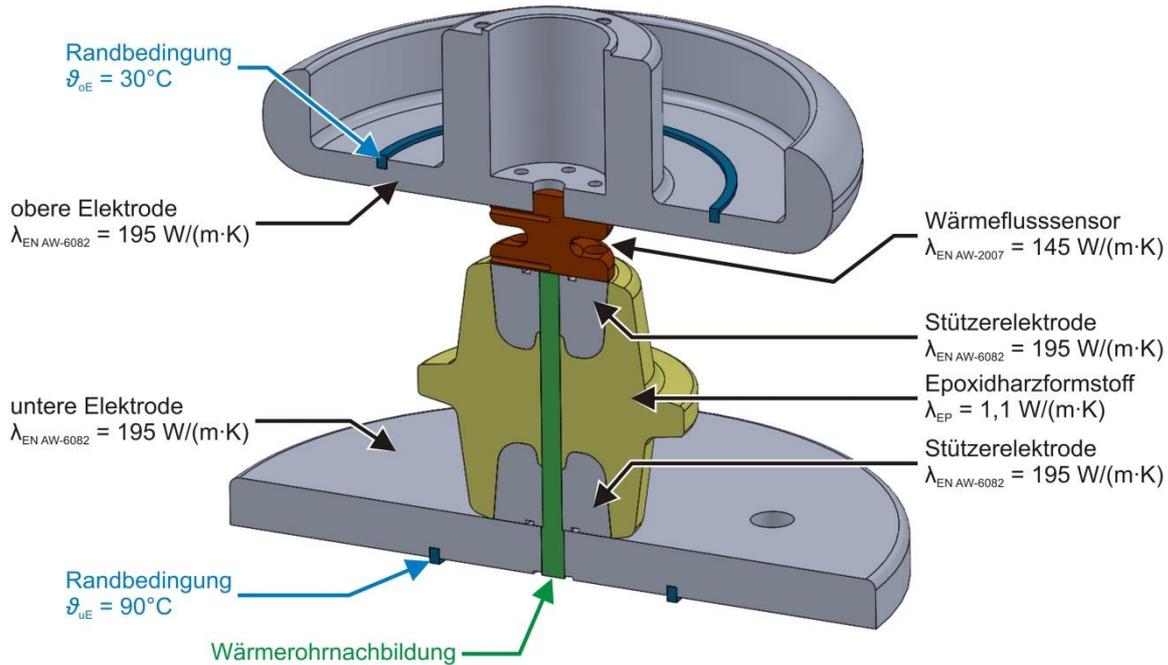


Abb. 6.14: Schnittansicht des CAD-Modells zur Bestimmung der spezifischen Wärmeleitfähigkeit des Wärmerohrs.

Um nun zu bestimmen, wie groß die spezifische Wärmeleitfähigkeit λ_{WR} des auf die Bohrung beschränkten Wärmerohrs ausfällt, wurde eine Simulation mit dem Programm SolidWorks[®] durchgeführt. Dazu wurden die untere Elektrode, der Wärmerohrstützer, der Wärmeflussensor und die obere Elektrode in SolidWorks[®] unter Berücksichtigung ihrer jeweiligen spezifischen Wärmeleitfähigkeiten nachgebildet (s. **Abb. 6.14**). Hierbei gilt die Zuordnung gemäß **Tab. 6.3**.

Tab. 6.3: Für die Simulation verwendete spezifischen Wärmeleitfähigkeiten
Quellen: a: Herstellerangabe; b: [Mar-05]

Material	spezifische Wärmeleitfähigkeit λ in $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
Epoxidharzformstoff ^a	1,1
Aluminium EN AW-2007 ^b	145
Aluminium EN AW-6082 ^b	195

Das vom Wärmerohr eingenommene Volumen wurde als Festkörper modelliert. Dabei ist zu beachten, dass sich auch im Bereich der unteren Elektrode flüssiges Kältemittel befindet, welches dort Wärmeenergie aufnimmt und verdampft. Das aktive Volumen des Wärmerohrs beschränkt sich somit nicht nur auf das Volumen der Bohrung innerhalb des Wärmerohrstützers, sondern erstreckt sich auch zusätzlich auf die Bohrung in der unteren Elektrode, also dem Bereich negativer Füllstände.

Unabhängig davon ist weiterhin die Tatsache zu berücksichtigen, dass nicht nur ein Wärmestrom existiert, der die Anordnung von der unteren zur oberen Elektrode durchzieht, sondern auch durch Konvektion und Strahlung Wärmeenergie über die Außenfläche des Wärmerohrstützers an die Umgebung abgeführt wird. Da dieser abgehende Wärmestrom den Wärme fluss sensor nicht passiert, muss der Wärmestrom zwischen unterer Elektrode und dem Wärmerohrstützer \dot{Q}_{in} größer ausfallen als der am Wärme fluss sensor gemessene Wärmestrom \dot{Q} .

Da im Experiment das Wärmerohr auf beiden Seiten hinsichtlich der Temperaturen eingespannt war, bietet es sich an, für die Simulation diese Werte als Randbedingungen zu verwenden. Dabei sind die Positionen der Messstellen zu beachten, an der die Temperaturen der unteren bzw. oberen Elektrode abgegriffen wurden. Für weitere dieser Simulation zugrundeliegende Einzelheiten sei auf **Anhang A.2** verwiesen.

Die Berechnungen ergeben, dass der Bereich des Wärmerohrs eine spezifische Wärmeleitfähigkeit λ_{WR} von $2021 \frac{W}{m \cdot K}$ aufweisen muss, so dass sich am Wärme fluss sensor ein Wärmestrom von $\dot{Q} = 65 W$ einstellt. Dies ist ein hoher Wert, wenn bedacht wird, dass dies der 5,2-fachen Wärmeleitfähigkeit von Kupfer entspricht, die laut Bargel [Bar-99] $\lambda_{Cu} = 386 \frac{W}{m \cdot K}$ beträgt.

Weiterhin zeigt sich, dass der Wärmestrom zwischen unterer Elektrode und Wärmerohrstützer $\dot{Q}_{in} = 66,7 W$ beträgt und damit $1,7 W$ größer ausfällt als der am Wärme fluss sensor vorliegende Wärmestrom $\dot{Q} = 65 W$. Durch die spezifische Wärmeleitfähigkeit der Aluminiumlegierung $\lambda_{EN AW-6082}$ entsteht bei diesem Wärmestrom \dot{Q}_{in} innerhalb der unteren Elektrode ein Temperaturgradient, so dass im Bereich der Bohrung eine Temperatur vorherrscht, die ca. $5 K$ unterhalb der Messstellentemperatur ϑ_{uE} liegt.

6.6 Thermische Versuche mit geneigtem Wärmerohrstützer

Die Versuche mit dem geneigten Wärmerohrstützer wurden bei einem Füllstand von 10% durchgeführt, da sich gezeigt hat, dass das Wärmerohr auch bei derartig niedrigen Füllständen gute Leistungen liefert und niedrige Füllstände mit Rücksicht auf die spätere Belastung mit Hochspannung zu bevorzugen sind.

Die Versuchsanordnung wurde im Rahmen der Experimente von der senkrechten Lage ausgehend in 15° -Schritten bis knapp über die horizontale Lage bei 1° geneigt.

Da aus vorherigen Versuchen, die in **Abschnitt 6.3** beschrieben wurden, bekannt ist, dass sich die übertragenen Wärmeströme quasi linear zur Temperaturdifferenz verhalten, wurden lediglich Messungen bei zwei Temperaturen der unteren Elektrode von $\vartheta_{uE} = 70^\circ\text{C}$ bzw. $\vartheta_{uE} = 90^\circ\text{C}$ durchgeführt. Die Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} wurde auf 30°C konstant gehalten.

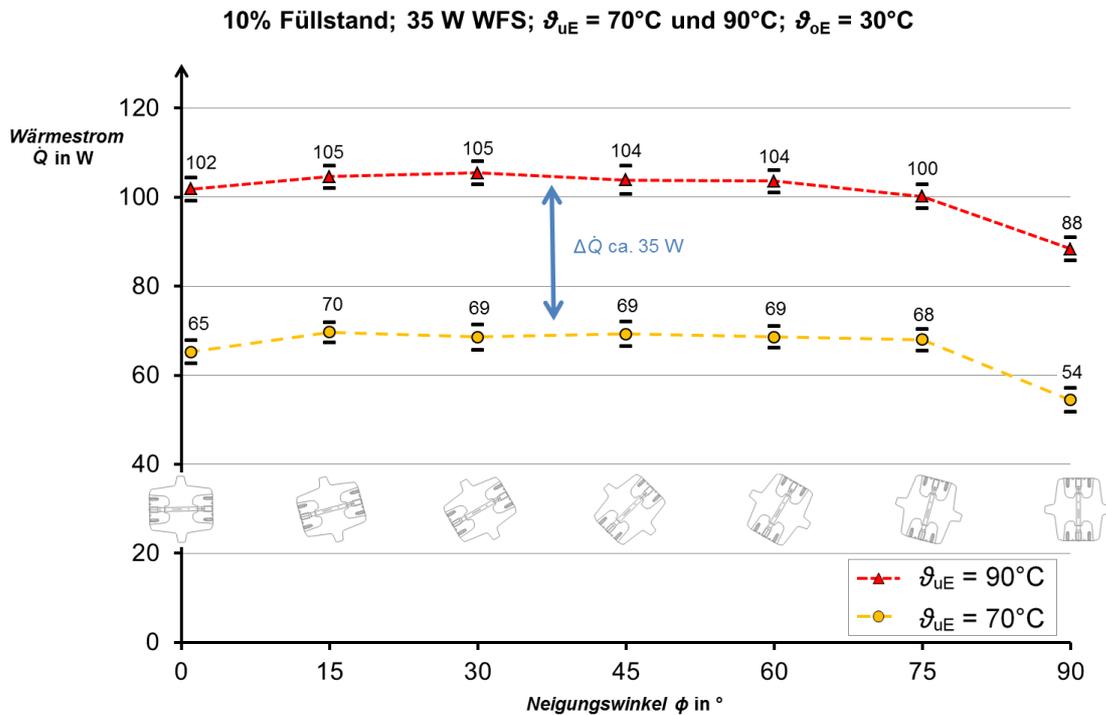


Abb. 6.15: Gemessener Wärmestrom \dot{Q} bei verschiedenen Neigungswinkeln ϕ . Die Fehlerbereiche entsprechen der zweifachen experimentellen Standardabweichung ($n = 120$).

Die für den Neigungsversuch erzielten Messergebnisse können **Abb. 6.15** entnommen werden. Dabei ist mit Rücksicht auf **Abb. 6.4** die Abszisse in Richtung ansteigender Winkel beschriftet. Es fällt auf, dass bereits eine leichte Verkippung der Versuchsanordnung um 15° (Neigungswinkel $\phi = 75^\circ$) ausreicht, um einen signifikanten Anstieg der Übertragungsleistung zu erzielen. Dieser erhöhte Wert lässt sich jedoch durch eine weitere Erhöhung der Neigung nicht weiter vergrößern. So verharrt im Fall einer Temperatur der unteren Elektrode von $\vartheta_{uE} = 70^\circ\text{C}$ ($\Delta\vartheta = 40\text{ K}$) der Wärmestrom \dot{Q} bei Neigungswinkeln ϕ kleiner 75° bei ca. 69 W. Beträgt die Temperatur der unteren Elektrode $\vartheta_{uE} = 90^\circ\text{C}$ ($\Delta\vartheta = 60\text{ K}$), ist ein annähernd konstanter Wärmestrom \dot{Q} bei Neigungswinkeln ϕ unter 60° von ca. 104 W zu beobachten.

Das Verhalten, dass der Wärmestrom \dot{Q} bei geneigter Anordnung sich auf einem leicht erhöhten Niveau einfindet, welches jedoch nahezu konstant ausfällt, ist im Be-

reich $0 < \phi \leq 75^\circ$ als Neigungsunabhängigkeit zu werten. Dabei ist interessant, dass die absolute Differenz der Wärmeströme bei den beiden unterschiedlichen Temperaturen der unteren Elektrode neigungsunabhängig ist und bei etwa $\Delta\dot{Q} \approx 35 \text{ W}$ liegt.

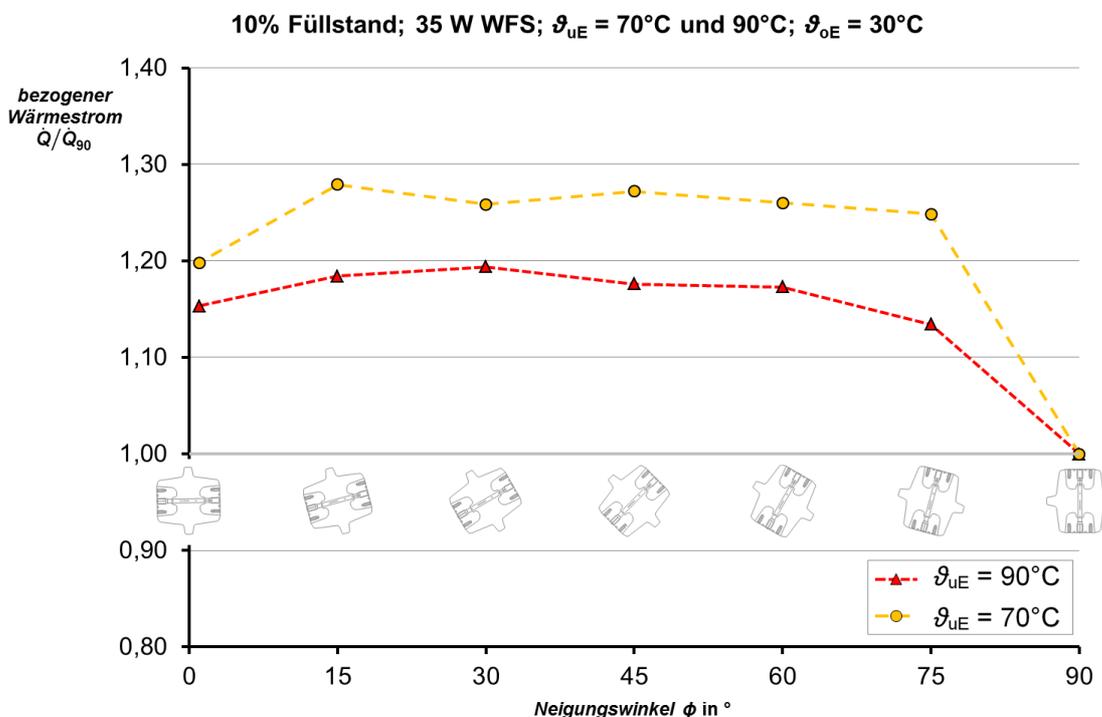


Abb. 6.16: Gemessener mittlerer Wärmestrom \dot{Q} bei verschiedenen Neigungswinkeln ϕ , bezogen auf die senkrechte Position der Anordnung.

Dies führt dazu, dass – werden die Werte auf die bei der senkrechten Position gemessenen bezogen (s. **Abb. 6.16**) – sich bei einer geringeren Temperaturspreizung zwischen oberer und unterer Elektrode prozentual gesehen eine größere Verbesserung des übertragenen Wärmestroms ergibt. So kann bei einer Temperatur der unteren Elektrode von $\vartheta_{uE} = 70^\circ\text{C}$ ein bis zu 28% größerer Wärmestrom beobachtet werden. Demgegenüber liegt die Steigerung bei einer Temperatur der unteren Elektrode von $\vartheta_{uE} = 90^\circ\text{C}$ nur bei 19%. Erstaunlicherweise überträgt das Wärmerohr auch bei einem sehr kleinen Winkel von $\phi = 1^\circ$ noch einen nennenswerten Wärmestrom, der größer ist als der, welcher sich in der Senkrechten ergibt.

Die gewonnen Ergebnisse stehen jedoch nur auf den ersten Blick im Widerspruch zu Veröffentlichungen wie der von Sarmasti [Sar-08] (s. **Abb. 6.4**), die ein deutlich ausgeprägtes Maximum im Wärmestrom, aufgetragen über den Neigungswinkel, zeigen. So haben die meisten Veröffentlichungen in Bezug auf Wärmerohre Anordnungen als Grundlage, bei denen das Verhältnis

$$\frac{\text{Länge der adiabaten Zone}}{\text{Innendurchmesser des Wärmerohrs}} \quad (\text{Gl. 6.20})$$

wesentlich größer ist als bei dem durchbohrten Stützisolator, der im Rahmen dieser Arbeit untersucht wird. Unter der adiabaten Zone ist in diesem Zusammenhang der Bereich zwischen Verdampfer- und Kondensationszone zu verstehen, in dem sich aufsteigende Gasströmung und ablaufende Flüssigkeit begegnen.

Nach Fromm [Fro-96] existieren hierbei an der Grenzfläche zwischen flüssiger und gasförmiger Phase Schubspannungen, die einen großen Einfluss auf die Wärmeübertragungseigenschaften des Wärmerohrs ausüben. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn bei einer größeren Temperaturdifferenz zwischen Verdampfer- und Kondensationsbereich ein größerer Wärmestrom \dot{Q} und damit einhergehend ein größerer Massenumlauf \dot{m} innerhalb des Wärmerohrs stattfindet. In diesem Zusammenhang gelang Nemeš [Nem-15] der experimentelle Nachweis dieses Effekts an einem mit Ethanol betriebenen transparenten Wärmerohr.

Dabei sei dieser durch die Schubspannungen ausgelöste Effekt nach Fromm winkelabhängig, da bei Inklinationswinkeln, welche von der senkrechten Position abweichen, sich die Rückströmung der flüssigen Phase als Rinnsal in der unteren Rohrhälfte ausbildet. Damit sinkt schlagartig die zwischen aufsteigender Dampfströmung und ablaufender Flüssigkeit wirkenden Scherkräfte an den Grenzflächen. So ist mit zunehmender Entmischung der Dampf- von der Flüssigkeitsphase mit kleineren Neigungswinkeln zu rechnen. Wird der Neigungswinkel ϕ allerdings zu klein gewählt, wird der den Flüssigkeitsfilm in den Verdampfer treibende Teil der Gravitationskraft zu gering, so dass selbst kleine Schubspannungen an der Phasengrenzfläche ausreichen, um den ablaufenden Flüssigkeitsfilm aufzustauen.

Daher kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass je größer das in (Gl. 6.20) genannte Verhältnis ausfällt, desto mehr können sich die Schubspannungen an der Grenzfläche zwischen flüssiger und gasförmiger Phase auf das Wärmeübertragungsverhalten auswirken.

Während bei dem Experiment von Sarmasti [Sar-08], welches **Abb. 6.4** zugrunde liegt, das Verhältnis nach (Gl. 6.20)

$$\frac{380 \text{ mm}}{14 \text{ mm}} \approx 27,1 \quad (\text{Gl. 6.21})$$

beträgt, errechnet es sich für das hier untersuchte Wärmerohr nur zu

$$\frac{69 \text{ mm}}{10,2 \text{ mm}} \approx 6,8 \quad (\text{Gl. 6.22})$$

Die 69 mm ergeben sich hierbei aus der Länge des Bohrungsabschnitts, der im Bereich des Epoxidharzformstoffs liegt (s. **Abb. 5.1**). Aufgrund des Umstands, dass die Wärmeleitfähigkeit des Epoxidharzformstoffs mit $\lambda_{EP} = 1,1 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ wesentlich geringer ausfällt als die der aus Aluminium gefertigten Elektrode mit $\lambda_{EN AW-6082} = 195 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$, kann davon ausgegangen werden, dass es über den Epoxidharzformstoff zu keinem nennenswerten Energieeintrag in das flüssige R134a kommt. Der 69 mm lange Abschnitt kann daher als adiabate Zone angesehen werden.

So ist zu erklären, dass bei beiden angefahrenen Temperaturpunkten der unteren Elektrode bei einem Neigungswinkel von $\phi = 75^\circ$ ein signifikanter Anstieg des übertragenen Wärmestroms \dot{Q} gegenüber der senkrechten Ausgangslage beobachtet werden kann. Durch die Bildung eines Rinnsals auf einer Seite des Wärmerohrs verringert sich die Wechselwirkungsgrenzfläche zwischen der flüssigen und der gasförmigen Phase. Damit einhergehend verringern sich auch die wirksamen Schubkräfte und entsprechend erhöht sich der Wärmestrom. Die Schubkräfte verlieren jedoch aufgrund der vorliegenden Abmessungen des Wärmerohrs ihre dominante Rolle, sobald sich ein Rinnsal gebildet hat. Damit ist zu erklären, dass sich trotz Vergrößerung des Neigungswinkels ϕ keine höheren Wärmeströme ergeben.

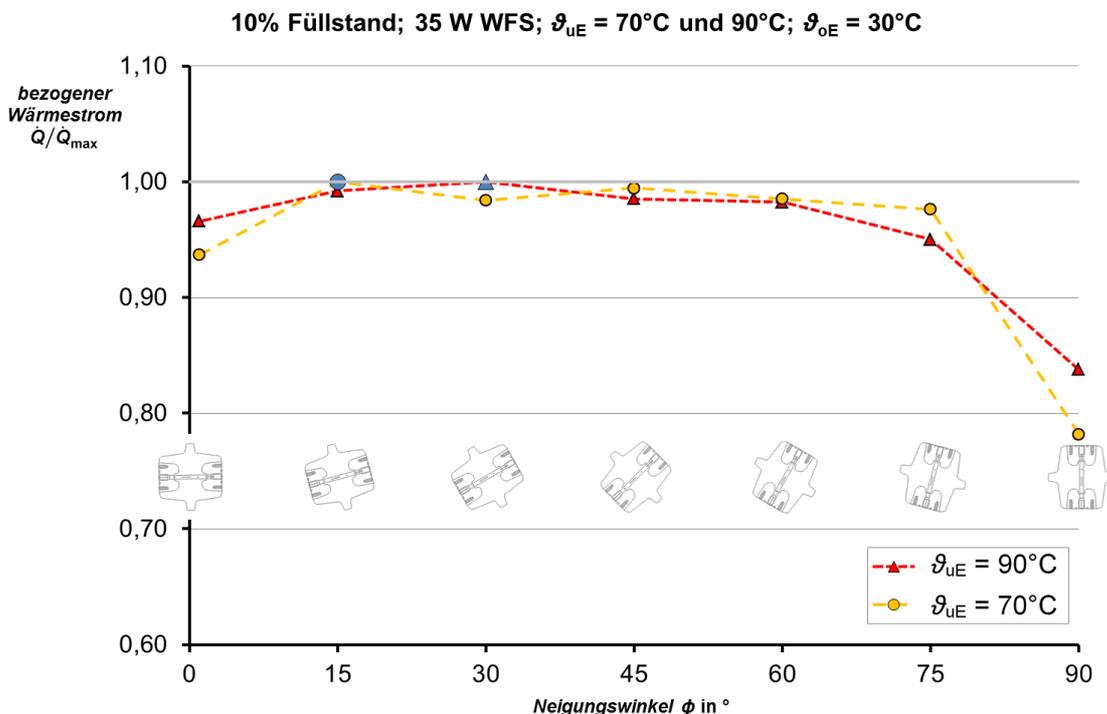


Abb. 6.17: Gemessener mittlerer Wärmestrom \dot{Q} bei verschiedenen Neigungswinkeln ϕ , bezogen auf den jeweils maximalen Wert, der sich bei den Neigungsversuchen ergab. Der Messpunkt, auf den die übrigen Messwerte bezogen wurden, ist blau hinterlegt.

Werden die Werte jedoch auf den jeweils in der Messreihe vorkommenden maximalen Wert bezogen (s. **Abb. 6.17**), ist zu erkennen, dass sich ähnliche Charakteristiken des Wärmestroms \dot{Q} über den Neigungswinkel ϕ unabhängig von der Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} ergeben. Dabei kann auch der von Fromm erwähnte Aufstauereffekt bei sehr kleinen Winkeln in Form eines leichten Einbruchs der Übertragungsleistung festgestellt werden.

6.7 Wärmerohr im überkritischen Zustand

Da die maximal zulässige Temperatur des Innenleiters einer gasisolierten Anlage gemäß [DIN EN 62271-1] bei 105°C liegt, die kritische Temperatur des R134a jedoch bei 101,2°C (s. **Abb. 4.1**), ist zu untersuchen, inwieweit sich die Überschreitung der kritischen Temperatur auf das Wärmeübertragungsverhalten auswirkt.

Das Ergebnis dieses Versuchs, bei dem die Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} auf 30°C gehalten wurde, ist in **Abb. 6.18** dargestellt. Es ist zu erkennen, dass das Wärmerohr selbst bei Temperaturen an der unteren Elektrode ϑ_{uE} von 120°C noch funktionstüchtig ist. Allerdings kann oberhalb von $\vartheta_{uE} = 110^\circ\text{C}$ keine weitergehende Steigerung der Wärmeübertragungsleistung festgestellt werden.

Dass der Wärmestrom gerade bei ca. $\vartheta_{uE} = 110^\circ\text{C}$ stagniert, ist angesichts des gemessenen Wärmestroms \dot{Q} von ca. 120 W als plausibel zu werten. Durch eine analog zu **Abschnitt 6.5.2** aufgestellten Simulation, bei der die Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE} auf 110°C und die Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} auf 30°C eingestellt wurde, ergibt sich für eine spezifische Wärmeleitfähigkeit λ_{WR} von $1997 \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ im Bereich des Wärmeflussensors ein Wärmestrom von 120 W.

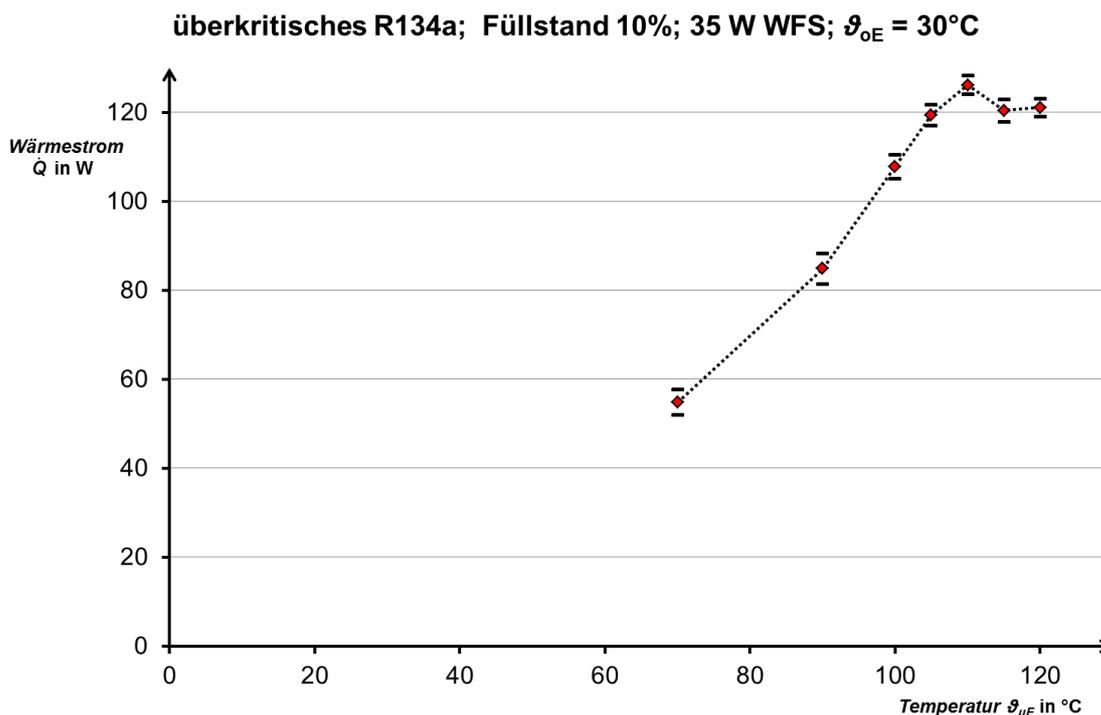


Abb. 6.18: Mittlerer Wärmestrom \dot{Q} bei überkritischen Temperaturen der unteren Elektrode ϑ_{uE} . Die Fehlerbereiche entsprechen der zweifachen experimentellen Standardabweichung ($n = 120$).

Die im Vergleich zu **Abschnitt 6.5.2** geringere spezifische Wärmeleitfähigkeit ist eine unmittelbare Folge des bei $\vartheta_{uE} = 110^\circ\text{C}$ stagnierten Wärmestroms. Der über die Oberfläche des Wärmerohrstützers abgegebene Wärmestrom, der durch Wärmestrahlung und Konvektion bedingt ist, beläuft sich in diesem Zusammenhang auf 2,6 W. Dadurch ergibt sich der Wärmestrom \dot{Q}_{in} , welcher durch den Wärmerohrstützer von der unteren Elektrode aufgenommen wird, zu 122,6 W und die mittlere Temperatur im Übergangsbereich zwischen unterer Elektrode und der Bohrung des Wärmerohrstützers zu 103°C . Diese Temperatur fällt nun mit der kritischen Temperatur des R134a recht gut zusammen, die nach Lemmon [Lem-15] im Fall von R134a bei $101,2^\circ\text{C}$ liegt. Daher ist erst ab Temperaturen jenseits von $\vartheta_{uE} = 110^\circ\text{C}$ davon auszugehen, dass der überkritische Bereich von R134a auch tatsächlich erreicht wird.

Die Diskrepanz von 1,8 K kann durch den Umstand erklärt werden, dass laut Martienssen [Mar-05] die spezifische Wärmeleitfähigkeit der Aluminiumlegierung EN AW-6082 $\lambda_{EN\ AW-6082}$ zwischen $170\ \text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ und $220\ \text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ sowie die spezifische Wärmeleitfähigkeit der Aluminiumlegierung EN AW-2007 zwischen $130\ \text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ und $160\ \text{W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ liegen kann. Demgegenüber wurde für die Simulationen jedoch der sich für die jeweiligen Aluminiumlegierungen ergebende

Mittelwert (s. **Tab. 6.3**) verwendet, ohne die genauen Werte für die in diesem Fall vorliegenden spezifischen Wärmeleitfähigkeiten zu bestimmen.

Allerdings deutet der weiterhin hohe Wärmestrom \dot{Q} darauf hin, dass selbst unter diesen Bedingungen noch ein Phasenunterschied zwischen flüssiger und gasförmiger Phase existieren muss, der schließlich die Grundlage für die guten Wärmeübertragungseigenschaften des Wärmerohrs bildet. Es liegt daher die Vermutung nahe, dass innerhalb des Wärmerohrs nur ein sehr kleiner Bereich in unmittelbarer Nähe zur unteren Elektrode überkritisch wird und somit im restlichen Wärmerohr noch unterkritische Bedingungen vorherrschen.

Erst wenn über die gesamte Länge des Wärmerohrs durch Temperaturen oberhalb der kritischen Temperatur von $101,2^{\circ}\text{C}$ ein überkritischer Zustand eintreten würde, ist mit einem weitgehenden Zusammenbruch der Wärmeleitfähigkeit zu rechnen. In diesem Fall existiert kein Phasenübergang mehr und die Wärmeübertragung würde neben dem schlecht wärmeleitfähigen Stützermaterial lediglich noch durch die Wärmeleitfähigkeit des überkritischen Fluids getragen. Da dieser Zustand jedoch Temperaturen auf Seiten der oberen Elektrode bedingen würde, die weit über den maximal zulässigen Außenleitertemperaturen von gasisolierten metallgekapselten Anlagen liegen würden, wurde von weitergehenden Versuchen in diese Richtung abgesehen. Somit bleibt festzuhalten, dass das Wärmerohr selbst bei Temperaturen oberhalb des maximal zulässigen Werts von 105°C seine grundsätzliche Funktionalität behält und eine in Maßen lokal begrenzte Überschreitung der kritischen Temperatur des Arbeitsmediums als unkritisch erachtet werden kann.

7 Elektrisches Verhalten des Wärmerohrstützers

Nach der Untersuchung des Wärmerohrstützers aus rein thermischer Sicht steht als nächster Schritt sein Verhalten unter Spannungsbelastung im Fokus. Um Überschlüge entlang der äußeren Oberfläche des Wärmerohrstützers zu verhindern, wurde die Versuchsanordnung wie in **Abschnitt 5** beschrieben in einem Versuchskessel untergebracht, der für $U_m = 245 \text{ kV}$ ausgelegt ist und mit SF_6 bei einem Druck von $0,35 \text{ MPa}$ isoliert wurde. Dabei wurde die obere Elektrode der Versuchsanordnung mit der Durchführung kontaktiert, durch die das Hochspannungspotential in den Versuchskessel eingeleitet wurde. Aufgrund der Hochspannung ist eine gezielte Temperierung dieser Elektrode nun nicht mehr möglich. Der von dem Wärmerohrstützer nach oben transportierte Wärmestrom \dot{Q} führt daher zu einer fortschreitenden Temperaturerhöhung der oberen Elektrode, bis sich an der oberen Elektrode nach ca. fünf Stunden ein Gleichgewichtszustand zwischen der in den Versuchskessel hinein abgegebenen und von diesem an die Umgebung abgeführten Wärmeleistung einstellt. Da für alle Versuche unter Hochspannung in thermischer Hinsicht stationäre Bedingungen vorherrschen sollen, war das Erreichen des Gleichgewichtszustands immer abzuwarten.

Im Rahmen von Vorversuchen konnte festgestellt werden, dass sich im Fall des hier eingesetzten Wärmerohrstützers mit einem Bohrungsdurchmesser von 8 mm bei einem Füllstand von 10% und einer Temperatur der unteren Elektrode von $\vartheta_{uE} = 90^\circ\text{C}$ ein stationärer Endwert der Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE} von ca. 48°C einstellte. Der gemessene Wärmestrom \dot{Q} betrug dann in Abwesenheit einer Wechselspannung ca. $48,6 \text{ W}$.

Alle Hochspannungsversuche am Wärmerohrstützer fanden an einem Stützisolator statt, dessen Bohrungsdurchmesser bei 8 mm statt $10,2 \text{ mm}$ lag. Es ist davon auszugehen, dass dieser geringere Querschnitt lediglich zu einer leichten Verschlechterung der Wärmeübertragungseigenschaften führt, nicht jedoch das grundsätzliche Verhalten der gesamten Anordnung ändert. Hintergrund für die Wahl eines anderen Bohrungsdurchmessers war der Umstand, dass nur ein einziger Wärmerohrstützer mit einem Durchmesser von $10,2 \text{ mm}$ zur Verfügung stand und die Befürchtung bestand, dass dieser während der Hochspannungsversuche soweit hätte beschädigt werden können, dass er auch für rein thermische Versuche nicht mehr hätte verwendet werden können.

Im Fall des Wärmerohrstützers wurden – falls im Einzelfall nicht anderweitig genannt – die in **Tab. 7.1** genannten thermischen Parameter eingestellt.

Tab. 7.1: *Im Regelfall verwendete thermische Versuchsparameter während der Versuche mit Hochspannung*

Thermischer Versuchsparameter	Einstellwert
Füllstand	10%
Temperatur der unteren Elektrode ϑ_{uE}	90°C
Temperatur der oberen Elektrode ϑ_{oE}	Undefiniert, in stationärem Zustand ca. 48°C
Neigungswinkel ϕ	90°

Bezüglich des Neigungswinkels ϕ wurde untersucht, inwieweit dieser einen Einfluss auf die zuvor gewonnen Ergebnisse bei senkrecht stehender Versuchsanordnung hat. Da im Rahmen der in **Abschnitt 6.5** präsentierten Ergebnisse festgestellt wurde, dass ein Neigungswinkel von $\phi = 75^\circ$ ausreichend ist, um eine signifikante Erhöhung des Wärmestroms gegenüber der senkrechten Ausgangslage zu bewirken, die zudem nicht mehr wesentlich darüber hinaus gesteigert werden kann und sich damit nahe am Optimum befindet, wurde für die Hochspannungsversuche der Neigungswinkel ϕ ebenfalls auf 75° eingestellt.

Es sei an dieser Stelle bereits den übrigen Ergebnissen vorweggegriffen, dass sich die für dieses Kapitel relevanten Resultate für das geneigte Wärmerohr in elektrischer Hinsicht nicht von denen des senkrechten unterschieden – einzig der übertragene Wärmestrom \dot{Q} im Fall des geneigten Wärmerohrstützers fiel wie in **Abschnitt 6.5** beschrieben höher aus. Aus diesem Grund soll auf den Neigungswinkel ϕ als Versuchsparameter im Zuge der Hochspannungsversuche nicht weiter eingegangen werden. Stattdessen beschränken sich alle Darstellungen auf die Ergebnisse, welche mit der senkrecht stehenden Versuchsanordnung ($\phi = 90^\circ$) gewonnen wurden.

7.1 Teilentladungsverhalten des Wärmerohrstützers

7.1.1 Versuchsanordnung

Die Versuche zum Teilentladungsverhalten des Wärmerohrstützers erfolgten mit einer Anordnung, für die in **Abb. 7.1** das Ersatzschaltbild gegeben ist.

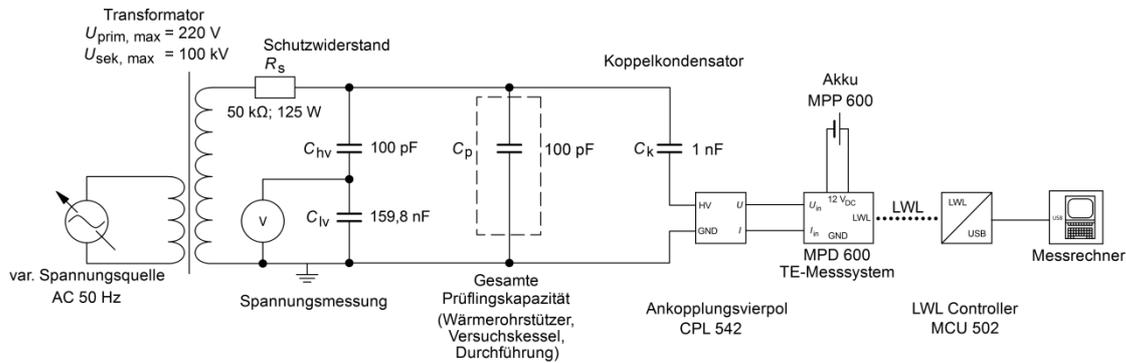


Abb. 7.1: Ersatzschaltbild des Versuchsanordnung für die TE-Messung nach [DIN EN 60270].

Die wichtigsten Komponenten der Versuchsanordnung lassen sich wie folgt beschreiben:

- **Transformator**
Die Hochspannung wird über einen ölisierten, teilentladungsfähigen Transformator bereitgestellt, der bei einer primärseitigen Versorgung mit maximal 220 V eine Spannung von 100 kV sekundärseitig abgeben kann. Die Höhe der Spannung wird über einen separaten Stelltransformator festgelegt, der in **Abb. 7.1** vereinfacht als variable Spannungsquelle bezeichnet ist.
- **Schutzwiderstand R_s**
Obwohl die TE-Messung als zerstörungsfreie Prüfung ohne Durchschlag gilt, kann ein unerwartetes Versagen des Prüflings nicht ausgeschlossen werden. Der eintretende Durchschlag führt in diesem Fall zum Kurzschluss im Hochspannungskreis, welcher den Transformator stark belasten würde. Aus diesen Gründen wird zwischen Hochspannungsquelle und Prüfling ein 50 k Ω -Widerstand vorgesehen.
- **Prüfling**
Der eigentliche Prüfling besteht aus dem Wärmerohrstützer, der zwischen der unteren Elektrode und dem Wärmeflussensor eingespannt wird (s. **Abb. 5.3**). Die Zuführung der Hochspannung erfolgt über eine gasisolierte Durchführung, die mit der oberen Elektrode und diese mit dem Wärmefluss-

sensor galvanisch verbunden ist. Die Kapazität des Versuchsgefäßes inklusive des darin befindlichen Aufbaus bestimmt sich zu ca. 50 pF. Demgegenüber beträgt die Kapazität der Durchführung laut Herstellerangaben ebenfalls ca. 50 pF. Damit ergibt sich für die gesamte Kapazität der Prüfanlage etwa 100 pF, welche in **Abb. 7.1** und im Folgenden als C_p bezeichnet wird.

- Koppelkondensator C_k
Als Koppelkondensator wurde der KK 100/1 der MPS Mess- und Prüfsysteme GmbH mit einer Kapazität von 1 nF verwendet.
- TE-Messsystem
Das TE-Messsystem vom Typ MPD 600 der Firma Omicron besteht aus dem Ankopplungsvierpol CPL 542A und einer daran angeschlossenen Aufnahme-einheit, welche die Messsignale über eine LWL-Verbindung potentialfrei aus dem Hochspannungsbereich des Prüffelds führt. Durch die sogenannte MCU-Einheit werden die Messsignale von LWL auf USB umgesetzt und weiter an einen PC übermittelt, auf dem die Auswertesoftware läuft.

Die Versuche zum TE-Verhalten fanden in einem Hochspannungslabor statt, welches durch ein Drahtgeflecht mit 10 mm Maschenweite rundherum geschirmt ist. Nach erfolgter Kalibrierung der Versuchsanordnung zeigte sich ohne angelegte Wechselspannung, dass der gemessene TE-Pegel zwischen 0,6 pC und 0,8 pC schwankte. Der gemessene Wert kann somit als allgemeiner Grundstörpegel interpretiert werden, so dass es vernünftig erscheint, ab einer Schwelle von 1,0 pC eine Teilentladung als solche zu werten.

Da der Wärmerohrstützer von einem Stützisolator abgeleitet wurden, der für eine Spannung von $U_m = 145$ kV ausgelegt ist, wobei der Stützisolator jedoch in der Regel nur mit der Leiter-Erd-Spannung von $145 \text{ kV} / \sqrt{3} \approx 83,7$ kV belastet wird, wurden die Versuche zum TE-Verhalten bei einer Spannung von 85 kV durchgeführt.

7.1.2 Teilentladungsverhalten des Vollstützers und des gasisolierten Wärmerohrs

Wurde der Vollstützer in die Versuchsanordnung eingebaut und eine Wechselspannung von 85 kV angelegt, konnten keine Teilentladungen festgestellt werden, die oberhalb des Grundstörpegels lagen. Eine zusätzliche Beheizung der unteren Elektrode auf eine Temperatur von $\vartheta_{uE} = 90^\circ\text{C}$ führte ebenfalls zu keiner Zustandsänderung. Aus diesem Ergebnis kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass im Bereich der verwendeten Spannung die Versuchsanordnung TE-frei war.

Das gleiche Bild konnte festgestellt werden, wenn anstatt des Vollstützers nun der Wärmerohrstützer verwendet wurde, welcher nur mit rein gasförmigem R134a gefüllt und isoliert wurde. Auch hier unterschied sich sein Verhalten sowohl in thermischer als auch elektrischer Sicht nicht von dem des Vollstützers. Dies bedeutet, dass das reine Einbringen der Bohrung keinen negativen Einfluss auf das TE-Verhalten hat.

7.1.3 Teilentladungsverhalten des inaktiven Wärmerohrs

Im nächsten Schritt sollte nun der unbeheizte Wärmerohrstützer untersucht werden. Der Füllstand des Kältemittels wurde hierfür auf 10% eingestellt. Da sich sowohl die untere als auch die obere Elektrode auf Raumtemperatur befanden, ist das Wärmerohr als inaktiv anzusehen.

Wie aus **Abb. 6.13** ersichtlich ist, liegt im Ruhezustand der Pegel des flüssigen R134a bei einem Füllstand von 10% vollständig im Bereich der erdseitigen eingegossenen Elektrode. Damit liegt die Flüssigphase im Feldschatten und ist somit praktisch keiner elektrischen Belastung ausgesetzt (vgl. **Abb. 5.2**). Die Situation ähnelt daher der des rein gasförmig isolierten Wärmerohrstützers.

Durch eine Wartezeit von mehreren Stunden zwischen Befüllvorgang und Messung wurde gewährleistet, dass jegliche Überreste an flüssigem R134a abgelaufen sind, die im Anschluss an den Befüllvorgang noch an der Innenwand hätten anhaften können. Denn zum Einstellen des Füllstands muss das Wärmerohr zunächst vollständig mit flüssiger Phase aufgefüllt werden und erst im Anschluss kann eine entsprechend große Gasblase gezogen werden. Es ist somit unvermeidbar, dass während des Befüllvorgangs das komplette Wärmerohr mit dem flüssigen Kältemittel in Kontakt kommt.

Eine TE-Messung bei einer Spannung von 85 kV führte zu gleichen Resultaten wie beim Vollstützer (s. **Abb. 7.2**). Bei der Auswertung des Versuchs wurden die TE-Impulse über eine Stunde aufgenommen und kumuliert. Diese für TE Messungen eher unüblich lange Beobachtungsdauer wurde gewählt, da die Möglichkeit eines

Energieeintrages durch die elektrische Belastung bestand, welche zu einer zeitlich verzögerten Aktivierung des Wärmerohrs hätte führen können. Es zeigte sich während der gesamten Beobachtungsdauer jedoch keine Veränderung in Teilentladungsverhalten, Druck p oder Temperatur des Kältemittels⁶.

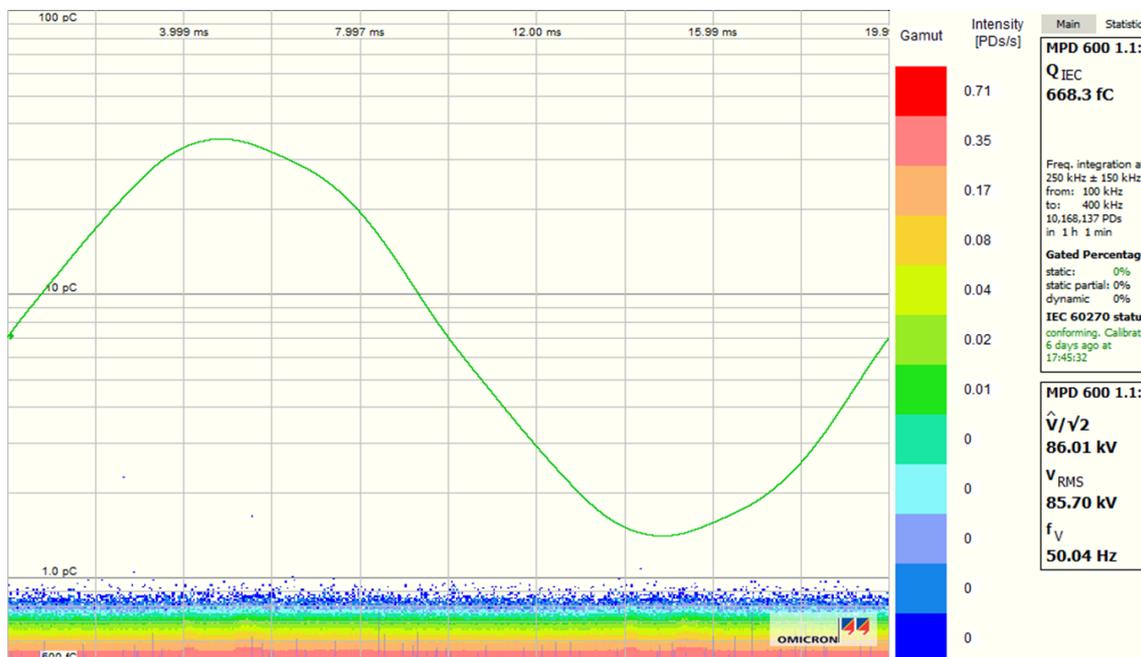


Abb. 7.2: TE-Messung des unbeheizten Wärmerohrs; TE-Impulse über 60 min gezählt.

7.1.4 Teilentladungsverhalten des aktiven Wärmerohrs

Über die Heizelemente in der unteren Elektrode wurde das Wärmerohr aktiviert. Neben dem Teilentladungsverhalten wurden gleichzeitig Daten hinsichtlich des Drucks im Wärmerohr p und dem sich einstellenden Wärmestrom \dot{Q} aufgenommen.

Ein Messzyklus bestand aus einer zweistündigen Aufheizphase, gefolgt von einer ebenfalls zweistündigen Abkühlphase. Dabei konnte die Zieltemperatur der unteren Elektrode von $\vartheta_{uE} = 90^\circ\text{C}$ nach ca. 30 min erreicht werden. Da aufgrund der großen thermischen Trägheit des Systems auch zwei Stunden nach Abschalten der Heizelemente die untere Elektrode noch nicht wieder die Raumtemperatur eingenommen hatte, wurde die finale Abkühlphase, bei der die Temperatur der unteren Elektrode unter die Marke von 25°C fiel, in einem in **Abschnitt 7.2.4** beschriebenen Experiment separat untersucht.

Während der Aufheizphase wurde ein deutlich erhöhter Grundstörpegel in der Größenordnung von 1 pC bis 2 pC festgestellt (s. **Abb. 7.3**). Dieser TE-Pegel wurde

⁶ Die Temperatur des Kältemittels wurde nicht direkt gemessen. Jedoch können aufgrund des vorliegenden Sättigungszustands aus dem Druck p direkt Rückschlüsse auf die Temperatur gezogen werden.

zeitweilig begleitet von heftigen TE-Signalen, deren Intensität teils bei über 200 pC lag. Da diese nicht mit der Phasenlage der Spannung korrelierten, wurden sie als äußere Störungen interpretiert.

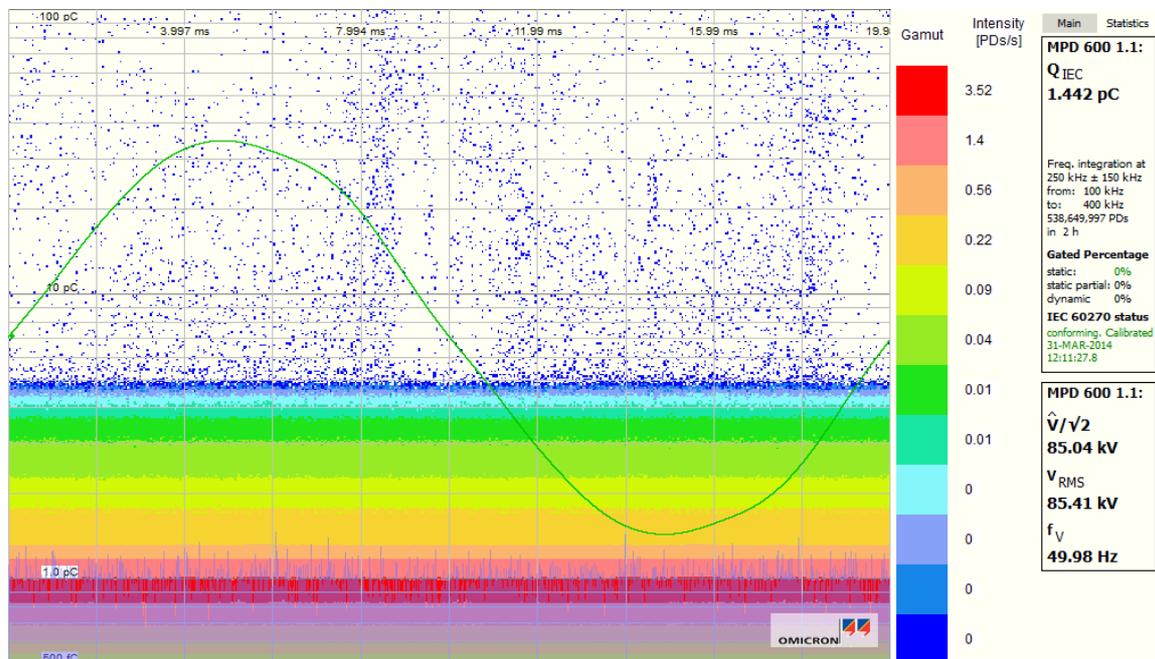


Abb. 7.3: Durch Takten der Heizelemente gestörte TE-Messung; TE-Impulse über 120 min gezählt.

Als Ursache für die Störungen konnte die Elektrodenheizung identifiziert werden. Der für die Temperaturhaltung zuständige Regler steuerte über einen Zweipunktregler mit einer Schaltperiode (Summe aus Zu- und Abschaltzeit) von 14 s zwei Relais an, so dass die eigentlichen Heizelemente wechselseitig mit 0 V bzw. 230 V Netzspannung beaufschlagt werden. Die Einstellung zur Schaltperiode hat sich im Vorfeld der thermischen Versuche als zweckmäßig herausgestellt, da auf diese Weise eine stabile Temperaturhaltung gewährleistet werden konnte, ohne dass es zu Flattererscheinungen kam.

Teilweise waren die Ausschläge am TE-Messgerät mit dem hörbaren Klacken der Relais in zeitliche Übereinstimmung zu bringen. Allerdings führte augenscheinlich nicht jeder Schaltvorgang zu einem Störimpuls. Es kann daher die Vermutung geäußert werden, dass durch die Verbindung des Heizungsreglers mit der Versuchsanordnung auch das Einkoppeln zusätzlicher leitungsgebundenen Störungen in die TE-Messung möglich war.

Werden die TE-Impulse wie in **Abb. 7.4** hinsichtlich ihrer Intensität über die Zeit aufgetragen, fällt auf, dass die teils heftigen TE-Ereignisse, welche 200 pC überschreiten, nicht kontinuierlich auftraten. Vielmehr sind Momente relativer Stille zu beobachten, die von starken „Outbursts“ gefolgt werden.

Dass es sich bei den gemessenen starken TE-Impulsen während der Aufheizphase eher nicht um TE-Ereignisse handelte, die innerhalb des Wärmerohrs stattfanden, ist anhand der Abkühlphase zu erkennen. Schließlich blieb auch kurz nach Abschalten der Heizelemente die untere Elektrode aufgrund ihrer thermischen Trägheit zunächst auf einer hohen Temperatur, was sicherstellt, dass das Wärmerohr zu diesem Zeitpunkt auch tatsächlich aktiv war.

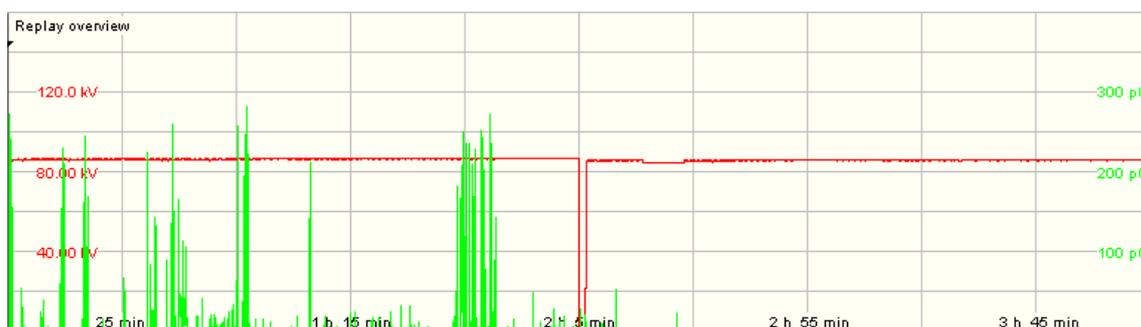


Abb. 7.4: Aufzeichnung des TE-Pegels während eines kompletten Messzyklus.

In rot ist die Höhe der Spannung in kV, in grün die TE-Intensität in pC aufgetragen.

In **Abb. 7.4** ist der Beginn der Abkühlphase am kurzen Einbruch der Spannung nach etwa zwei Stunden zu erkennen. Dabei wurde die Heizung abgeschaltet und komplett von der Versuchsanordnung abgetrennt, wozu die Spannung kurz abgeschaltet werden musste. In der darauf folgenden Abkühlphase konnten bis auf zwei Spitzen keine nennenswerten Teilentladungen mehr detektiert werden. Wären die im Wärmerohr stattfindenden Prozesse für die Teilentladungen verantwortlich, die während der Aufheizphase beobachtet werden konnten, hätten diese auch in der Abkühlphase ähnlich feststellbar sein müssen.

Wurde nun kurz nach Abschalten der Heizelemente der TE-Pegel über 60 s aufgezeichnet, war lediglich der Grundstörpegel aufzunehmen (vgl. **Abb. 7.2**). Dies kann zu der trügerischen Schlussfolgerung führen, dass das im Betrieb befindliche Wärmerohr teilentladungsfrei ist. Allerdings konnten die zwei Spitzen, die in **Abb. 7.4** während der Abkühlphase zu erkennen sind, auch bei Wiederholungen des Versuchs festgestellt werden. Insgesamt wurde der Versuch viermal reproduziert, die Beobachtungen waren immer ähnlich. Einzig die Zeitpunkte, zu denen die Spitzen auftraten, waren verschieden. Ein Beispiel für eine solche Messung ist in **Abb. 7.5** zu finden. Werden alle TE-Impulse, die der Messung aus **Abb. 7.5** zugrunde liegen, über die zweistündige Abkühlphase aufkumuliert, ergibt sich das in **Abb. 7.6** gezeigte TE-Muster. Dabei zeigt sich eine nicht zu ignorierende TE-Aktivität. Ein ähnliches Bild ergibt sich, wenn die gemessenen TE-Impulse aus **Abb. 7.4** während der Abkühlphase derart aufgetragen werden.



Abb. 7.5: Aufzeichnung des TE-Pegels während der Abkühlphase.
In rot ist die Höhe der Spannung in kV, in grün die TE-Intensität in pC aufgetragen.

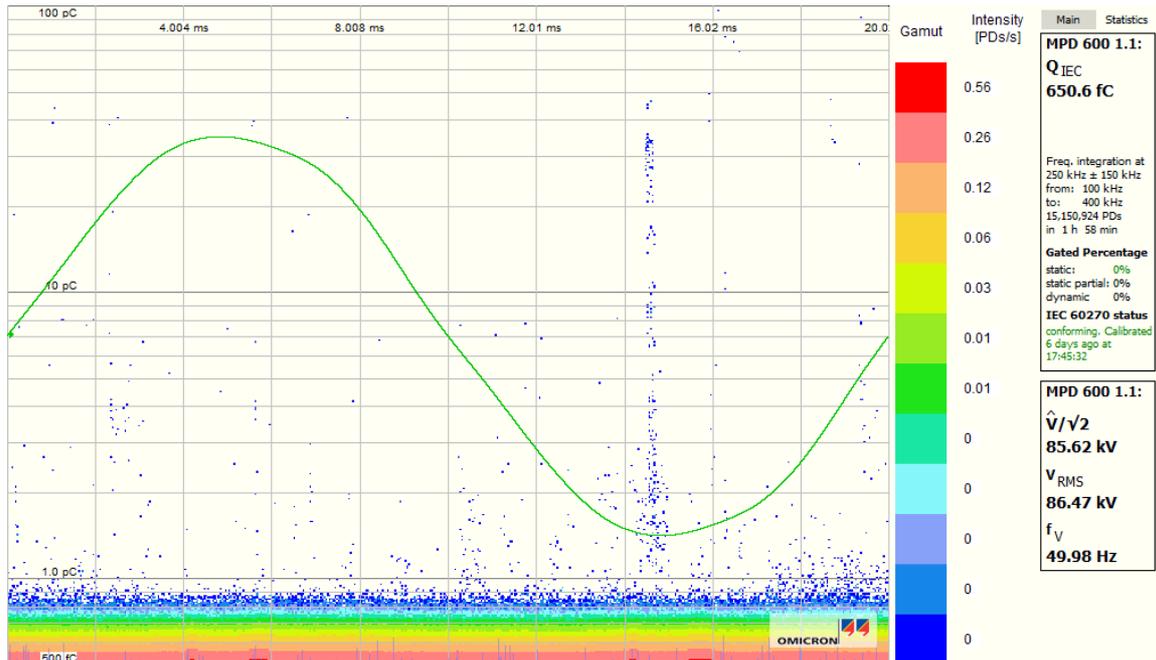


Abb. 7.6: Während der Abkühlphase aufgenommenes TE-Muster; TE-Impulse über 120 min gezählt, zu Abb. 7.5 korrespondierend.

Werden die beiden in **Abb. 7.5** dargestellten TE-Ereignisse im Detail untersucht, kann erkannt werden, dass es sich um keine Einzelimpulse handelt. Stattdessen konnten im Fall des ersten TE-Vorkommnisses (Zeitpunkt 36 min in **Abb. 7.5**) innerhalb von zwei kurz aufeinander folgenden Impulspaketen insgesamt 28 einzelne Entladungserscheinungen gezählt werden, die annähernd synchron zum positiven bzw. negativen Scheitelwert der Spannung lagen und deren maximale Intensität 50 pC betrug (s. **Abb. 7.7**).

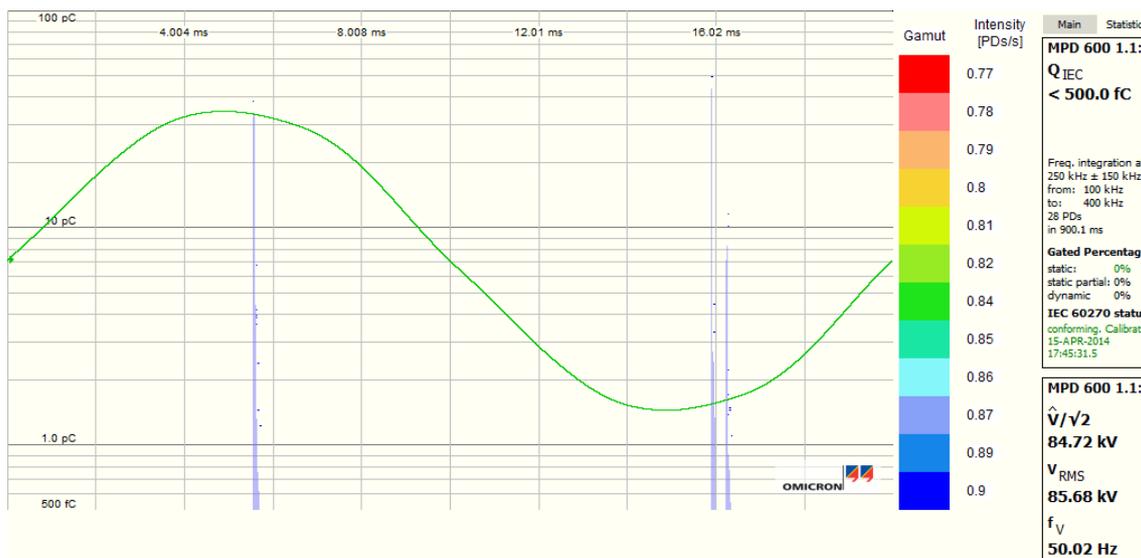


Abb. 7.7: Darstellung des in Abb. 7.5 gezeigten ersten TE-Ereignisses in Bezug auf die Spannung.

Demgegenüber bestand das zweite TE-Ereignis (Zeitpunkt 1 h 50 min in **Abb. 7.5**) aus insgesamt 29 einzelnen Entladungsimpulsen mit einer Intensität von bis zu 20 pC, die sich auf drei kurz aufeinander folgende Impulspakete aufteilten. In Bezug auf die Phasenlage der TE-Impulse zur Spannung ergibt sich ein zu **Abb. 7.7** analoges Bild.

Da trotz mehrfacher Wiederholung des Experiments ein solches Verhalten sowohl im Fall des Vollstützers und auch des rein gasförmig isolierten Wärmerohrstützers nicht beobachtet werden konnte – in beiden Fällen kann keine Flüssigkeit innerhalb des Wärmerohrs ablaufen –, kann nicht ausgeschlossen werden, dass die im Wärmerohr stattfindenden Prozesse für die gemessenen TE-Ereignisse verantwortlich sind. Es ist zu vermuten, dass bei den hochdynamischen Vorgängen innerhalb des Wärmerohrs nur in kurzen Momenten Bedingungen gegeben sein könnten, die einen TE-Einsatz ermöglichen. Da in einem separaten Versuch zum Ablaufverhalten des flüssigen Kältemittels, welcher in **Abschnitt 8** beschrieben wird, nachgewiesen werden konnte, dass es unter Feldeinfluss zur Blasenbildung innerhalb des flüssigen Phase kommen kann, ist es denkbar, dass dieser Prozess bisweilen von Teilentladungen begleitet wird.

Im Allgemeinen werden in der Hochspannungstechnik Blasen in Isolierflüssigkeiten in Zusammenhang mit TE-Messungen mit sogenannten „inneren Teilentladungen“ assoziiert. Deren Kennzeichen sind Entladungsimpulse, die um den Nulldurchgang der Spannung verteilt auftreten. Das dazu gehörige Ersatzschaltbild ist in **Abb. 7.8** dargestellt. Es wird hierbei von einer kapazitiv geprägten Anordnung ausgegangen. Die sich daraus ergebenden Spannungsverläufe finden sich in **Abb. 7.9**. Auf eine genaue Herleitung des Ersatzschaltbilds und der Spannungsverläufe soll an dieser

Stelle verzichtet werden. Stattdessen wird auf die einschlägige Literatur wie z.B. [Kin-95] verwiesen.

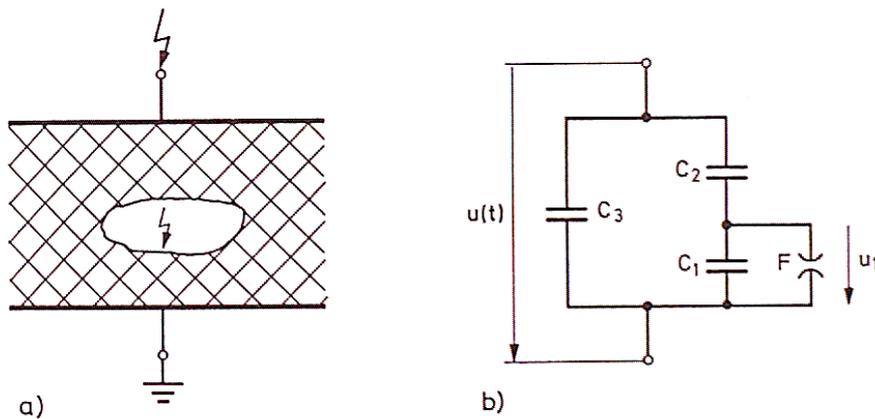


Abb. 7.8: a) Modellvorstellung eines Hohlraums in einem Isoliermedium
b) zu a) übliches Ersatzschaltbild; [Kin-95]

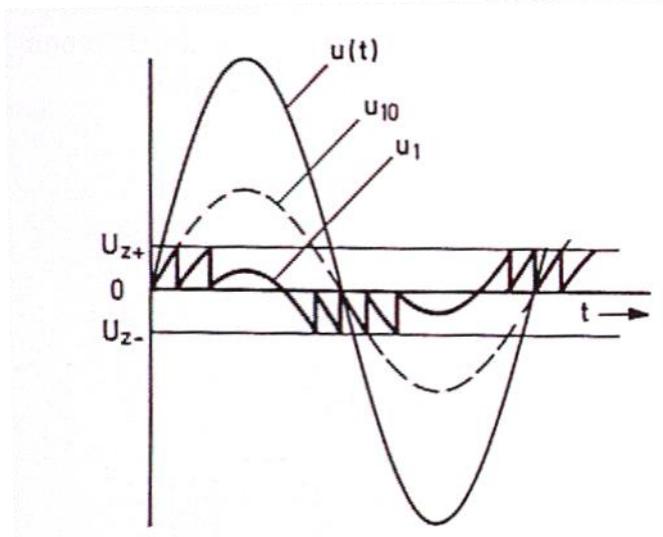


Abb. 7.9: Spannungsverlauf bei inneren TE; [Kin-95]

Die Annahme einer kapazitiven Anordnung ist auch so lange statthaft, sofern sich das die Blase umgebende Medium auch weitestgehend kapazitiv verhält. Dies trifft im Fall einer typischen Isolierflüssigkeit in der Hochspannungstechnik wie z.B. trockenem Mineralöl zu. Dort liegt der dielektrische Verlustfaktor in der Größenordnung von 10^{-3} (vgl. **Abb. 4.29**).

Bei dem im Wärmerohrstützer verwendeten R134a fällt der dielektrische Verlustfaktor jedoch drei bis vier Größenordnungen höher aus. Da Werte des dielektrischen Verlustfaktors größer 1 gleichzusetzen sind mit einem mehr resistiven als kapazitiven Verhalten, ist das in **Abb. 7.8** aufgeführte Ersatzschaltbild nicht mehr haltbar. Der kleinste dielektrische Verlustfaktor bei einer Frequenz von 50 Hz ergab

sich für flüssiges R134a bei einer Temperatur von 90°C zu ca. 10,8. Dies bedeutet, dass Spannungs- und Stromzeiger nur um 5,3° zueinander phasenverschoben sind.

Im Fall solch hoher Werte für den dielektrischen Verlustfaktor scheint es daher statthaft, die in **Abb. 7.8** vorkommenden Kapazitäten C_2 und C_3 durch entsprechende ohmsche Widerstände R_2 und R_3 zu ersetzen. Bei einem solchen Ersatzschaltbild würden die Teilentladungsereignisse synchron zum Spannungsscheitel auftreten. Aus diesem Grund erscheint es möglich, folgende These aufzustellen:

Isolierflüssigkeiten, die einen hohen dielektrischen Verlustfaktor aufweisen, neigen aufgrund des hohen Energieeintrags bei Wechselfeldbeanspruchung zur Gasblasenbildung und bieten damit gute Voraussetzungen für innere Teilentladungen, die jedoch dem Muster äußerer Teilentladungen folgen.

7.2 Einfluss der Wechselspannung auf den Wärmestrom

7.2.1 Versuchsanordnung

Für die Untersuchungen zum Einfluss der Wechselspannung auf den übertragenen Wärmestrom wurde eine Versuchsanordnung gewählt, deren Ersatzschaltbild in **Abb. 7.10** dargestellt ist.

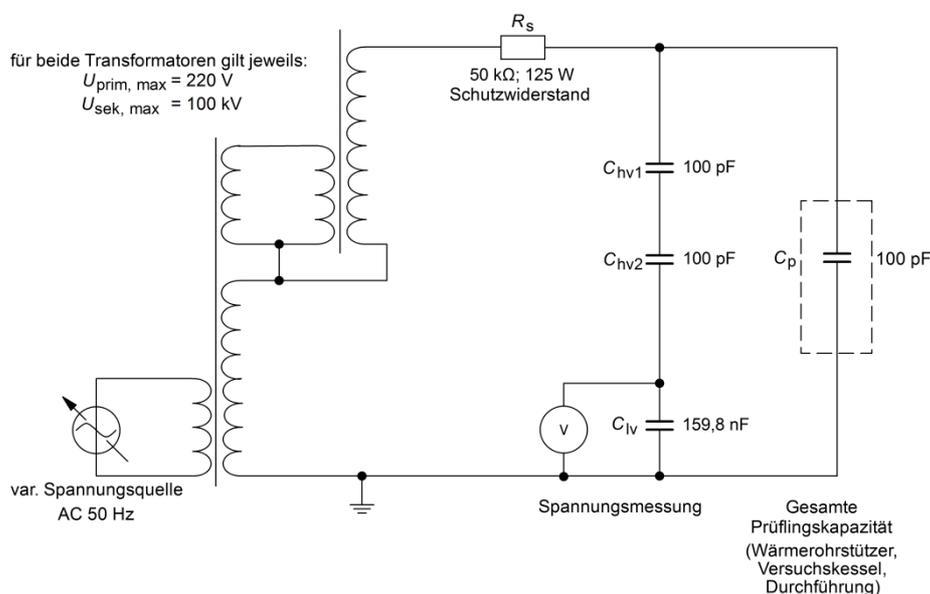


Abb. 7.10: Ersatzschaltbild der Versuchsanordnung zur Untersuchung der Abhängigkeit des Wärmestroms von einer angelegten Spannung.

Mittels einer Kaskadenschaltung aus zwei Transformatoren können Spannungen von bis zu 200 kV erreicht werden. Während der Schutzwiderstand R_s und auch der im Versuchskessel untergebrachte Wärmerohrstützer samt dazugehöriger Durchführung unverändert vom in **Abschnitt 7.1** beschriebenen TE-Versuch übernommen werden konnten, musste der Spannungsteiler angepasst werden. Er besteht hochspannungsseitig aus zwei hintereinander geschalteten 100 pF-Kapazitäten.

Die Untersuchungen des Wärmerohrs hinsichtlich seines Verhaltens unter Spannungsbelastung fanden mit maximal $U = 141$ kV statt. Zusätzlich zur Aufnahme des im Wärmerohr herrschenden Drucks p und des Wärmestroms \dot{Q} wurde die Leistungsaufnahme der Heizelemente P_{el} aufgezeichnet. Letzteres geschah mittels eines Leistungsmessgeräts vom Typ Hameg HM8115-2. Dieses weist ohne näheren Hinweis im Folgenden im verwendeten Messbereich eine Messgenauigkeit von $\pm(0,8\% \text{ des Messwerts} + 1,0 \text{ W})$ auf.

7.2.2 Auswirkungen der Spannungsbelastung auf das Wärmerohr

Es konnte festgestellt werden, dass das Anlegen einer Spannung von 141 kV im Gegensatz zu einer Spannung von nur 85 kV auf das aktive Wärmerohr einen signifikanten Einfluss hat. Wird beispielsweise der Druckverlauf näher analysiert (s. **Abb. 7.11**), ist zu erkennen, dass direkt nach Zuschalten der 141 kV ein Druckanstieg zu registrieren ist, der nach etwa 40 min wieder auf das Ursprungsniveau zurückkehrt. Wird hingegen die Spannung abgeschaltet, ist ein ähnliches Verhalten in entgegengesetzter Richtung zu beobachten.

Dieses Verhalten ist leicht zu erklären, wenn davon ausgegangen werden kann, dass es auch hier aufgrund des hohen dielektrischen Verlustfaktors des flüssigen R134a zu einem deutlichen Leistungseintrag in den im Inneren des Wärmerohrs nach unten ablaufenden Kondensatfilm kommt. Weiterhin muss bedacht werden, dass der Heizungsregler versucht, die untere Elektrode auf einer konstant eingestellten Temperatur von $\vartheta_{uE} = 90^\circ\text{C}$ zu halten.

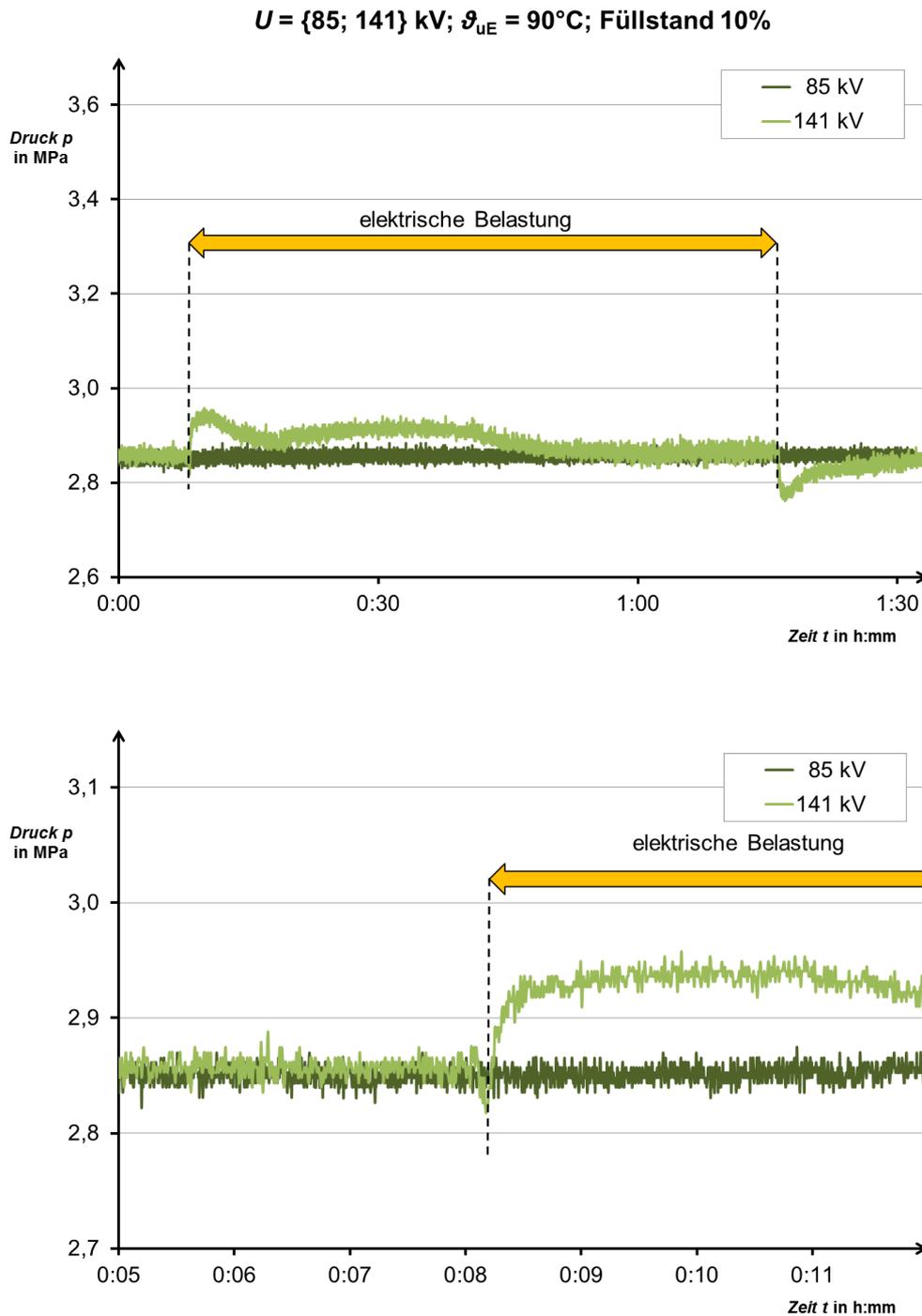


Abb. 7.11: Oben: Zeitlicher Verlauf des Drucks im Wärmerohr bei einer Spannungsbelastung von 85 kV (dunkelgrün) bzw. 141 kV (hellgrün).
 Unten: Zeitlicher Verlauf des Drucks wenige Minuten vor und nach Zuschalten der Spannung.

So führt das Anlegen einer Spannung von 141 kV dazu, dass der im Wärmerohr stattfindende Umlaufprozess an R134a durch Verdampfen des ablaufenden Kondensats gestört wird, was mit einem Einbruch des übertragenen Wärmestrom \dot{Q} verbunden ist (s. **Abb. 7.12**). Während für den Wärmestrom \dot{Q} , sofern keine Spannung anlag, durchschnittlich 48,6 W gemessen wurden, sank dieser Wert nur

unwesentlich auf 47,6 W im Fall einer Spannung von 85 kV. Bei einer Spannung von 141 kV brach der Wärmestrom \dot{Q} aber auf durchschnittlich 27,4 W ein. Dies bedeutet, dass mit Zuschalten der Spannung von 141 kV sich die Übertragungsfähigkeit des Wärmerohrs augenblicklich um mehr als 20 W bzw. auf 56% des Ausgangswertes reduzierte.

Mithilfe des Leistungsmessgeräts konnte festgestellt werden, dass die in der unteren Elektrode untergebrachten Heizelemente im Fall des ungestörten Wärmerohrstützers eine Leistung P_{el} von etwa 206,1 W aufnehmen. Diese Leistungsaufnahme bestand allerdings auch im unmittelbaren Moment nach dem Zuschalten der 141 kV fort. Da der von der unteren Elektrode abführbare Wärmestrom jedoch schlagartig um mehr als 20 W abnahm, verblieb die nicht abgeführte Leistung in der unteren Elektrode und führte daher dort zu einer Temperaturerhöhung, wobei diese wiederum mit einem Druckanstieg im Wärmerohr einherging.

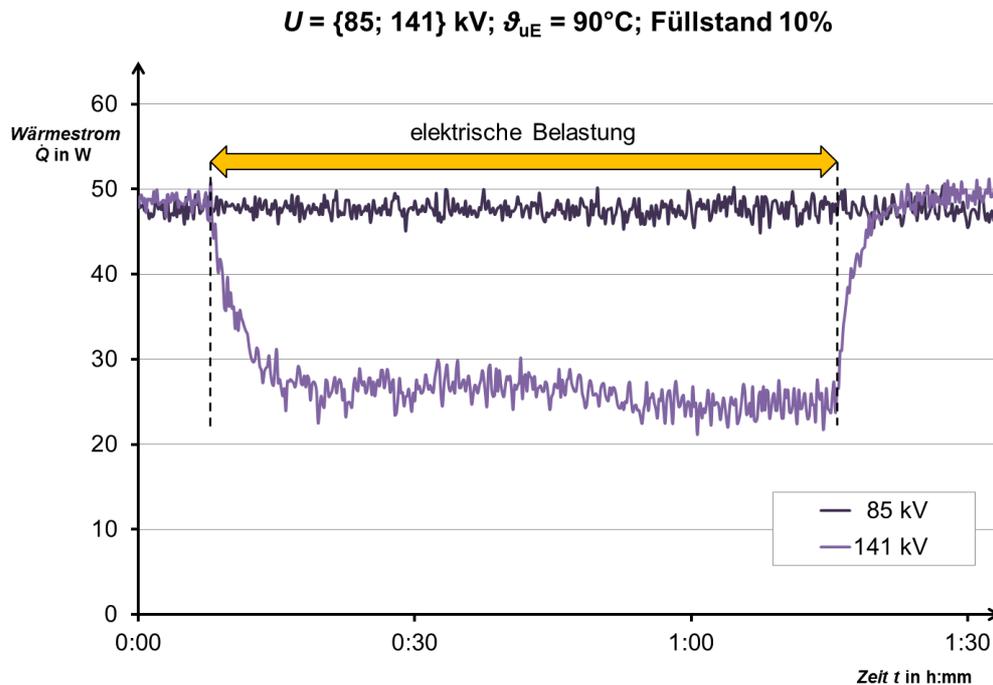


Abb. 7.12: Zeitlicher Verlauf des Wärmestroms im Wärmerohr bei einer Spannungsbelastung von 85 kV (dunkellila) bzw. 141 kV (helllila).

Aufgrund der thermischen Trägheit der unteren Elektrode dauert es etwa zweieinhalb Minuten, bis die Regelung der Heizelemente die nach oben gerichtete Abweichung zur eingestellten Solltemperatur von $\vartheta_{uE} = 90^\circ\text{C}$ registriert und mit einer Reduktion der Heizleistung P_{el} reagieren kann. Insgesamt vergehen etwa 40 min, bis sich die Regelung an die neue Situation vollständig angepasst hat. Die von den Heizelementen aufgenommene Leistung P_{el} beträgt danach ca. 185,6 W. Das sind 20,5 W weniger als die zuvor ermittelten 206,1 W.

Wird die Spannung nun abgeschaltet, vollzieht sich ein analog gelagerter Prozess mit umgekehrtem Vorzeichen. Sobald die Spannung wegfällt, liegt die Übertragungsleistung des Wärmerohrs wieder bei den ursprünglichen 48,6 W. Damit wird der unteren Elektrode mehr Wärmeenergie entzogen, als durch die Heizelemente in diesem Augenblick geliefert wird. In Folge dessen kommt es zu einer Abkühlung der unteren Elektrode, was wiederum zu einem Abfall des Drucks im Wärmerohr führt. Die Regelung der Heizelemente braucht wiederum einige Zeit, um die negative Temperaturabweichung auszugleichen.

Da das als Arbeitsmedium verwendete R134a in seiner flüssigen Phase einen hohen Verlustfaktor zeigte, wurden ebenfalls Versuche durchgeführt, bei denen das komplette Wärmerohr mit flüssigem R134a aufgefüllt wurde (Füllstand 100%). Der Vollständigkeit halber wurden auch Versuche am rein gasförmig isolierten Wärmerohrstützer durchgeführt. Die Ergebnisse hierzu sind zusammen mit den vorher erläuterten in **Tab. 7.2** aufgelistet.

Tab. 7.2: Versuchsergebnisse für Wärmeströme und Heizleistungen
in Abhängigkeit von Füllstand und angelegter Spannung

Füllstand	Spannung	Mittlerer Druck im Wärmerohr p	Mittlerer Wärmestrom \dot{Q}	Mittlere Heizleistung P_{el} , um $\vartheta_{uE} = 90^\circ\text{C}$ zu halten
in %	in kV	in MPa	in W	in W
Gasphase	0	0,4	4,1	177,9
	85	0,4	4,1	176,6
	141	0,4	4,1	177,7
10	0	2,8	48,6	206,1
	85	2,8	47,6	203,7
	141	2,8	27,4	185,6
100	0	4,5	11,6	186,6
	85	4,5	14,4	181,4
	141	4,5	15,4	181,5

Es ist hierbei zu erkennen, dass wenn das Wärmerohr mit rein gasförmigem R134a betrieben wird, sich der Wärmestrom \dot{Q} bzw. die Heizleistung P_{el} in Abhängigkeit der Spannung quasi nicht ändern. Dies entspricht auch soweit den Erwartungen, da im Fall eines rein gasförmigen Mediums nicht mit einem nennenswerten Energieeintrag, verursacht durch ein externes elektrisches Feld, zu rechnen ist. Das thermische Verhalten des mit reinem Gas gefüllten Stützers ist daher am ehesten mit dem des Vollstützers zu vergleichen.

Wird die Bohrung im Stützer jedoch vollständig mit flüssigem R134a gefüllt, können interessante Effekte beobachtet werden. Dabei wurde die Versuchsanordnung im Vorfeld über mehrere Stunden durchgeheizt und der Druck p in der Bohrung des Stützers mit Hilfe des Hubzylinders auf ca. 4,5 MPa erhöht. Der Druck p von 4,5 MPa wurde dabei mit Hinblick auf den kritischen Druck von R134a gewählt, der bei 4,05 MPa liegt. Ist der Druck nun oberhalb des kritischen Drucks, ist es nicht möglich, dass durch etwaige Verdampfungsprozesse Gasblasen entstehen können.

Zunächst ist **Tab. 7.2** zu entnehmen, dass – falls keine Spannung am Wärmerohr anliegt – der Wärmestrom \dot{Q} im Vergleich zu einer rein gasförmigen Füllung von 4,1 W um 7,5 W auf ca. 11,6 W bzw. um den Faktor 2,83 anstieg. In diesem Zusammenhang nahm auch die zugeführte Heizleistung P_{el} von 177,9 W für den mit rein gasförmigem Arbeitsmedium gefüllten Wärmerohrstützer um 8,7 W auf 186,6 W zu, wenn der Füllstand 100% betrug.

Dieses Verhalten ist unter der Annahme einer nahezu gleichbleibenden Temperaturdifferenz über den Wärmerohrstützer mit der höheren thermischen Leitfähigkeit des flüssigen R134a im Vergleich zur Gasphase zu erklären. Im Temperaturbereich, bei dem das Wärmerohr betrieben wird, beträgt laut Lemmon [Lem-15] die mittlere spezifische Wärmeleitfähigkeit λ von gasförmigem R134a etwa $23,5 \frac{\text{mW}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ und in der flüssigen Phase ca. $62 \frac{\text{mW}}{\text{m}\cdot\text{K}}$ bzw. das 2,64-fache der Gasphase. Die leichte Diskrepanz zu dem vorher genannten Faktor von 2,83 ist mitunter der Messunsicherheit geschuldet.

Dass bei Zuschalten einer Spannung von 141 kV der hochspannungsseitig gemessene Wärmestrom \dot{Q} um weitere 3,8 W auf 15,4 W steigt, ist den zusätzlichen dielektrischen Verlusten zuzuschreiben, die innerhalb der flüssigen Phase auftreten. Diese Verluste führen zu einer Temperaturerhöhung der Flüssigkeit, so dass innerhalb des Wärmerohrstützers eine zusätzliche Wärmequelle entsteht, deren Auswirkung auch in Richtung der unteren Elektrode wirkt. Daher müssen nun von den Heizelementen der unteren Elektrode nur noch 181,5 W statt 186,6 W abgegeben werden, um deren Temperatur auf 90°C zu halten. Der Leistungseintrag durch diese zusätzliche Wärmequelle kann daher aus der Gesamtspreizung der erd- wie auch der hochspannungsseitigen Wärmeströme zu

$$3,8 \text{ W} + (186,6 \text{ W} - 181,5 \text{ W}) = 8,9 \text{ W} \quad (\text{Gl. 7.1})$$

abgeleitet werden.

7.2.3 Einbruch der thermischen Übertragungsleistung

In **Abschnitt 7.2.2** wurde das Verhalten des Wärmerohrs für eine Spannung von 85 kV und 141 kV analysiert. Wird nun der Spannungsbereich zwischen diesen Eckwerten untersucht, konnte festgestellt werden, dass es erst ab einer angelegten Spannung von $U = 130$ kV zu einem signifikanten Einbruch der Wärmeübertragungsleistung kam. Bei geringeren Spannungswerten verhielt sich der Wärmerohrstützer hingegen ähnlich zu den Versuchen, die bei 85 kV durchgeführt wurden. Die minimale mittlere elektrische Feldstärke \bar{E} , ab der die in **Abschnitt 7.2.2** dargestellten Beobachtungen möglich waren, ergibt sich somit zu

$$\bar{E} = \frac{U}{d} = \frac{130 \text{ kV}}{49 \text{ mm}} \approx 2,65 \frac{\text{kV}}{\text{mm}} \quad (\text{Gl. 7.2})$$

Unabhängig hiervon konnte im Zuge der Untersuchungen zur elektrischen Festigkeit von R134a in **Abschnitt 4.2** nachgewiesen werden, dass es bei flüssigem R134a unter Raumtemperatur und Dampfdruckbedingungen ab einer Feldstärke von

$$E_{\text{Blasen}} \approx 2,37 \frac{\text{kV}}{\text{mm}} \quad (\text{Gl. 7.3})$$

zu einer massiven Gasblasenbildung kommt⁷.

Es lässt sich vermuten, dass zwischen dem bei den Durchschlagversuchen festgestellten Gasblaseneinsatz und dem Zusammenbruch der Wärmeübertragungsleistung beim Wärmerohr ein direkter Zusammenhang besteht. Auch wenn die im Wärmerohrstützer ablaufenden Prozesse sich der direkten Beobachtung entziehen – der Epoxidharzformstoff ist mithin undurchsichtig – kann davon ausgegangen werden, dass Gasblasen, die innerhalb des nach unten ablaufenden Kondensats entstehen und nach oben entgegen der Fließrichtung der Flüssigkeit streben, den Umlauf des Kältemittels empfindlich stören. Da dieser Gasungsprozess bei den Durchschlagversuchen erst ab der Feldstärke E_{Blasen} stattfand, wäre somit eine gute Erklärung dafür gefunden, warum es mit zunehmender Spannung erst ab einem bestimmten Punkt zu dem starken Einbruch der Wärmeübertragungsleistung kam. Es bietet sich an, diese Vermutung in einem Experiment zu verifizieren, bei dem gleichzeitig das Ablaufverhalten des R134a auf einer Oberfläche aus Epoxidharzformstoff untersucht wird. Im Rahmen dieser Arbeit sei hierzu auf **Abschnitt 8** verwiesen.

⁷ Die ersten Gasblasen konnten in **Abschnitt 4.2** ab einer Spannung von 2,9 kV bzw. einer elektrischen Feldstärke von 1,16 kV/mm beobachtet werden (s. **Abb. 4.8**).

7.2.4 Finale Abkühlphase

Wie in **Abschnitt 7.2.2** gezeigt wurde, konnten bei einer angelegten Spannung von 85 kV und einer Temperatur der unteren Elektrode von $\vartheta_{uE} = 90^\circ\text{C}$ hinsichtlich des im Wärmerohr herrschenden Drucks p und dem Wärmestrom \dot{Q} keine wesentlichen Änderungen im Vergleich zum spannungslosen Zustand festgestellt werden. Allerdings zeigte sich gegen Ende der Abkühlphase durchaus ein Einfluss der Spannung.

Um diesen Effekt genauer beobachten zu können, wurde die untere Elektrode auf nur $\vartheta_{uE} = 25^\circ\text{C}$ aufgeheizt. Unmittelbar nach dem Abschalten der Heizelemente erfolgte die Zuschaltung der Spannung von $U = 85\text{ kV}$. Während des gesamten Abkühlprozess wurden der Druck im Wärmerohr p und der Wärmestrom \dot{Q} über mehrere Stunden aufgezeichnet.

Wäre das Verhalten des Wärmerohr unabhängig von der angelegten Spannung, hätte sich keine Änderung des Drucks p und des Wärmestroms \dot{Q} registrieren lassen, wenn die Spannung zu- beziehungsweise abgeschaltet wird. Das Gegenteil war jedoch der Fall. So ist in **Abb. 7.13** zu erkennen, dass der Druck p im Wärmerohr einbricht, sobald die Spannung U abgeschaltet wird. Gleichzeitig steigt in diesem Fall der Wärmestrom \dot{Q} um fast das Doppelte an.

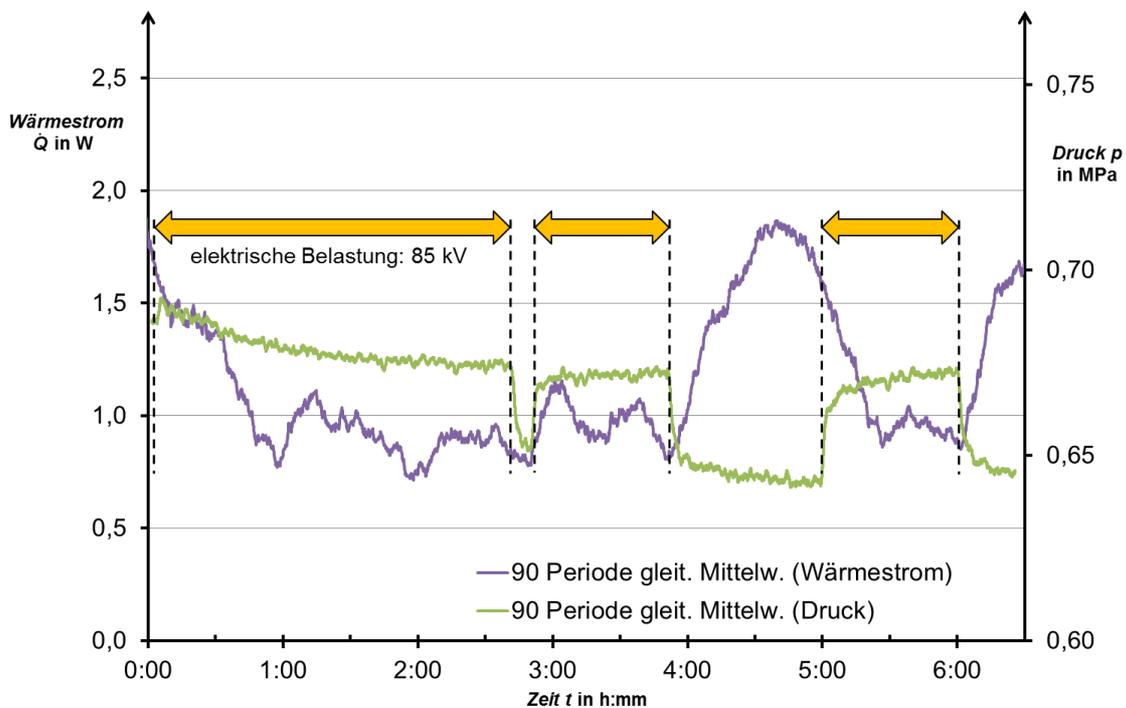


Abb. 7.13: Zeitlicher Verlauf des Drucks p innerhalb des Wärmerohrs (grün) und des gemessenen Wärmestroms \dot{Q} (lila) während der Abkühlphase der unteren Elektrode, beginnend mit einer Temperatur von $\vartheta_{uE} = 25^\circ\text{C}$.

Es ist an dieser Stelle hervorzuheben, dass der Wärmestrom \dot{Q} bei diesen geringen Wärmeströmen nur qualitativ zu werten ist. So wurde während aller Versuche der 35-W-Wärmeflussensor verwendet, der bei einem Wärmestrom von 7 W eine über ihn anliegende Temperaturdifferenz von 1 K aufweist. Wärmeströme, die in der Größenordnung der hier angezeigten 1 W bis 2 W liegen, können daher nur mit einer großen Messunsicherheit aufgenommen werden. Allerdings ist die deutliche Änderung des gemessenen Wärmestroms $\Delta\dot{Q}$, die zur Änderung des gut zu messenden Drucks p synchron liegt, als durchaus plausibel zu werten.

Eine Erklärung für das festgestellte Verhalten des Wärmerohrs ist der Umstand, dass sich aufgrund der geringen Temperaturdifferenz der unteren Elektrode gegenüber der Umgebung nur ein geringer Wärmestrom \dot{Q} ausbilden konnte. Damit fand, verglichen mit den bei $\vartheta_{\text{uE}} = 90^\circ\text{C}$ herrschenden Betriebsbedingungen, innerhalb des Wärmerohrs nur ein sehr geringer Materialumsatz statt.

Da während anderer Versuche in **Abschnitt 4.3** nachgewiesen werden konnte, dass das R134a in seiner flüssigen Phase einen hohen Verlustfaktor aufweist, ist anzunehmen, dass durch das elektrische Feld ein nennenswerter Wirkleistungseintrag in das ablaufende Kondensat stattfand. Mit anderen Worten, das Wärmerohr wurde „in der Mitte“ aufgeheizt. Es ist daher davon auszugehen, dass ein Teil des flüssigen R134a auf dem Weg Richtung untere Elektrode direkt wieder verdampft wurde.

Dieser Wärmeeintrag in der Mitte des Wärmerohrs führt nun zu einer Temperaturerhöhung, welche aufgrund des gegebenen Sättigungszustands des Arbeitsmediums mit einem Druckanstieg verknüpft ist. Damit sinkt jedoch die effektive Druckdifferenz entlang des Wärmerohrs, die das aus dem Flüssigkeitspool verdampfte Kältemittel in Richtung Kondensationszone treibt. Der Verdampfungsprozess wird quasi blockiert.

Fällt die Spannungsbelastung jetzt weg, stoppt damit auch der Energieeintrag in das flüssige R134a, wodurch es in der Mitte des Wärmerohrs zu einem Druckabfall kommt. Umgekehrt entfällt damit die Blockade aus Sicht des Verdampfungsbereichs – das Wärmerohr beginnt wieder normal zu arbeiten. Sobald die Spannung jedoch wieder zugeschaltet wird, bricht die thermische Übertragungsleistung des Wärmerohrs erneut zusammen.

Wurde die Temperatur der unteren Elektrode wie in **Abschnitt 7.2.3** auf $\vartheta_{\text{uE}} = 90^\circ\text{C}$ eingestellt, konnte erst bei höheren Spannungswerten von $U = 130\text{ kV}$ eine Auswirkung auf den Wärmestrom \dot{Q} festgestellt werden. Die Vermutung liegt nahe, dass der

bei diesen Temperaturen wesentlich stärkere Materialumsatz sich durch die bei 85 kV wirkenden Feldstärken nicht so leicht derart signifikant beeinflussen lässt.

7.2.5 Literaturvergleich

Dethlefsen [Det-82] untersuchte ein Wärmerohr, welches mit dem Kältemittel R11 betrieben wurde, auf die Abhängigkeit des Wärmeübertragungsverhaltens von einer angelegten elektrischen Hochspannung. Dabei belastete Dethlefsen das Wärmerohr mit einer 60-Hz-Wechselspannung zwischen 250 kV und 270 kV. In diesem Zusammenhang ist davon auszugehen, dass die dabei wirkende mittlere elektrische Feldstärke \bar{E} innerhalb des Wärmerohrs in der Größenordnung der in (Gl. 2.1) genannten 1,20 kV/mm liegt. Die Spannung wurde in einem Zyklus von 15 min an und abgeschaltet. Einen Einfluss der Spannung auf das Wärmeübertragungsverhalten konnte Dethlefsen nicht feststellen.

Dieses Ergebnis steht jedoch nicht in Widerspruch zu dem im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Ergebnis, wonach sich durchaus ein signifikanter Einfluss der angelegten Spannung auf den übertragenen Wärmestrom \dot{Q} ergab. Denn laut Fellows [Fel-91] beträgt der dielektrische Verlustfaktor von flüssigem R11 bei 1 kHz nur $2 \cdot 10^{-3}$. Diese Angabe erfolgt ohne Nennung der Temperatur, jedoch ist davon auszugehen, dass die Messung bei Raumtemperatur erfolgte. Gbur [Gbu-05] ermittelte für dasselbe Kältemittel bei einer Frequenz von 1 kHz und einer Temperatur von 25°C einen noch geringeren Wert von $6,1 \cdot 10^{-5}$. Da angenommen werden kann, dass auch bei einer Frequenz von 50 Hz sich bei R11 keine Werte für den dielektrischen Verlustfaktor ergeben, die auch nur annähernd in der Größenordnung von R134a liegen, bedeutet dies, dass im Vergleich zu R134a der Energieeintrag in das ablaufende Kondensat quasi vernachlässigt werden kann.

Da R11 aufgrund seiner schädlichen Wirkung auf die Ozonschicht gemäß des Montreal-Protokolls [Mon-87] nicht mehr zulässig ist, stellt es jedoch keine Option für ein mögliches Arbeitsmedium dar.

7.3 Elektrische Durchschlagsfestigkeit des Wärmerohrstützers

7.3.1 Versuch mit Wechsel- und Blitzstoßspannung

Versuche zur elektrischen Durchschlagsfestigkeit des Wärmerohrstützers wurden nicht explizit durchgeführt, jedoch wurde der Wärmerohrstützer in beheiztem ($\vartheta_{\text{uE}} = 90^\circ\text{C}$) und auch unbeheiztem Zustand jeweils über 15 min mit netzfrequenten Prüfwechselspannungen von bis zu 380 kV beaufschlagt. Darüber hinaus fanden ebenfalls sowohl am beheizten ($\vartheta_{\text{uE}} = 90^\circ\text{C}$) wie auch unbeheizten Wärmerohrstützer Versuche mit Blitzstoßspannung bei Spannungspegeln von bis zu ± 780 kV statt, wobei auf das „Prüfverfahren B“ gemäß [DIN EN 60060-1] zurückgegriffen wurde. Dies bedeutet, dass je Polarität mindestens fünfzehn Stöße mit dem zuvor genannten Spannungspegel auf den Prüfling abgegeben wurden. In keinem Fall konnte ein elektrisches Versagen des Wärmerohrstützers festgestellt werden.

Bei den Spannungspegeln handelt es sich um die größtmöglichen Werte, die anlagenbedingt im verwendeten Hochspannungslabor zur Verfügung standen. Da in diesem Zusammenhang zu beachten ist, dass der den Wärmerohrstützer umgebende Versuchskessel nur für $U_{\text{m}} = 245$ kV ausgelegt ist, erschienen darüber hinaus Prüfspannungen oberhalb der genannten Werte nicht sinnvoll. Es zeigten sich sowohl bei den Versuchen mit Wechselspannung wie auch bei den Versuchen mit Stoßspannung in keinen Fällen Anzeichen eines elektrischen Versagens.

Da im Zuge der Versuche zur Bestimmung der elektrischen Festigkeit von R134a in **Abschnitt 4.2** gezeigt werden konnte, dass die elektrische Festigkeit mit zunehmendem Druck ansteigt, der Druck im Wärmerohr jedoch durch den temperaturabhängigen Sättigungsdampfdruck bestimmt wird, bedeutet dies, dass sich niedrige Temperaturen und damit einhergehend niedrige Dampfdrücke begünstigend auf einen Durchschlag auswirken. Die niedrigste Temperatur lag in diesem Zusammenhang bei den unbeheizten Versuchen vor, bei der die Temperatur der kompletten Versuchsanordnung der 20°C messenden Raumtemperatur des Hochspannungslabors entsprach. Der zu den 20°C korrespondierende Dampfdruck von R134a beträgt nach Lemmon [Lem-15] ca. 0,57 MPa. Dies bedeutet mit Hinblick auf **Abb. 4.7**, dass bei diesen Bedingungen unter Wechselspannung ein Durchschlag bei einem Scheitelwert der Feldstärke von ca. 13 kV/mm erwartet werden kann. Jedoch beträgt der maximale Scheitelwert der Feldstärke im Wärmerohrstützer selbst bei den Versuchen mit 380 kV lediglich

$$\hat{E} = \frac{380 \text{ kV} \cdot \sqrt{2}}{49 \text{ mm}} \approx 11,0 \frac{\text{kV}}{\text{mm}} \quad (\text{Gl. 7.4})$$

und liegt damit unterhalb der Feldstärke, welche zum Erreichen eines elektrischen Durchschlags notwendig wäre. Somit ist die Tatsache, dass kein Durchschlag am Wärmerohrstützer beobachtet werden konnte, als plausibel zu werten.

Demgegenüber geht zwar eine Blitzstoßspannung von 780 kV mit einem maximalen Scheitelwert der Feldstärke im Wärmerohrstützer von

$$\hat{E} = \frac{780 \text{ kV}}{49 \text{ mm}} \approx 15,9 \frac{\text{kV}}{\text{mm}} \quad (\text{Gl. 7.5})$$

einher, welche die zuvor als kritisch benannte Feldstärke von 13 kV/mm überschreitet. Allerdings muss bei diesem Vergleich beachtet werden, dass die Versuche zur Ermittlung der elektrischen Festigkeit mit einer 50-Hz-Wechselspannung und nicht mit einer Blitzstoßspannung durchgeführt wurden. Während in den Wechselspannungsversuchen das R134a im Millisekunden-Bereich einer hohen Feldstärke ausgesetzt war, ist bei den Versuchen mit Blitzstoßspannung selbst bei dem hier genannten höchsten Spannungspegel von 780 kV das Kältemittel in zeitlicher Hinsicht nur in der Größenordnung von Mikrosekunden belastet worden. Aus diesem Grund ist davon auszugehen, dass auch bei R134a eine Art Spannungs-Zeit-Flächen-Gesetz nach Kind [Kin-57] existiert, so dass trotz einer höheren Feldstärke aufgrund der um drei Größenordnungen geringeren Belastungszeit kein Durchschlag erfolgte.

7.3.2 Untere Grenztemperatur zum Betrieb des Wärmerohrstützers

Da mit weiter abnehmender Temperatur jedoch auch der Dampfdruck des R134a zurückgeht (s. **Abb. 4.1**), ist bei niedrigeren Temperaturen von einer abnehmenden elektrischen Festigkeit auszugehen. Nun stellt sich die Frage, wo denn nun die untere Grenztemperatur genau liegt, bei welcher der von den äußeren Abmessungen her für $U_m = 145 \text{ kV}$ ausgelegte Wärmerohrstützer noch betrieben werden kann. Dabei muss ein Betriebsmittel für diese Bemessungsspannung gemäß [DIN EN 62271-1] einer genormten Kurzzeit-Wechselspannung von 275 kV und einer genormten Blitzstoßspannung von 650 kV standhalten. Da keine Erfahrungswerte zur elektrischen Festigkeit von R134a unter Blitzstoßspannung vorliegen, soll sich die nachfolgende Betrachtung auf den Teilaspekt der Wechselspannung beschränken. Die hierbei ermittelten Werte sind als theoretische Abschätzung einzuordnen, da ein abkühlbares Hochspannungslabor nicht zur Verfügung stand und eine experimentelle Verifikation nicht möglich war.

Bei einer Prüfspannung von 275 kV errechnet sich der Scheitelwert der Feldstärke im Wärmerohrstützer zu

$$\hat{E} = \frac{275 \text{ kV} \cdot \sqrt{2}}{49 \text{ mm}} \approx 7,9 \frac{\text{kV}}{\text{mm}} \quad (\text{Gl. 7.6})$$

Aus der Interpolation der druckabhängigen elektrischen Festigkeit in **Abb. 4.7** lässt sich schlussfolgern, dass eine elektrische Festigkeit von 7,9 kV/mm bei einem Druck von 0,32 MPa zu erwarten ist. Nach Lemmon [Lem-15] kann bei R134a einem Sättigungsdampfdruck von 0,32 MPa eine Temperatur von ca. 2,6°C zugeordnet werden (vgl. **Abb. 4.1**).

Temperaturen von 2,6°C und darunter spielen bei einer gasisolierten metallgekapselten Schaltanlage, in die ein Stützisolator dieser Größe typischerweise verbaut wird, in der Regel nur eine Rolle bei Inbetriebsetzung nach einer längeren Stillstandszeit in einer kalten Umgebung. Um nun dennoch einen sicheren Betrieb eines Wärmerohrstützers zu ermöglichen, sind mehrere Lösungswege denkbar. Maßgabe dabei ist, dass die für die jeweilige Spannungsebene geltenden Bemessungs-Isolationspegel gemäß [DIN EN 62271-1] immer zu halten sind.

- a) Beschränkung der unteren Einsatztemperatur des Wärmerohrstützers auf Temperaturen, bei der der im Wärmerohr herrschende Dampfdruck des Arbeitsmediums hinreichend hoch ausfällt.
- b) Der Wärmerohrstützer wird so konstruiert, dass die maximale elektrische Feldstärke im Wärmerohrstützer bei den maßgeblichen Prüfspannungen geringer ausfällt.
- c) Es wird innerhalb des Wärmerohrs ein zusätzliches Puffergas eingebracht, welches im Fall von niedrigen Temperaturen als gasförmiges Isoliermedium in den Vordergrund tritt.

Alle an dieser Stelle vorgestellten Lösungsansätze gehen mit gewissen Nachteilen einher. So ist im Fall von Lösungsansatz a) zu berücksichtigen, dass die Einschränkung hinsichtlich der minimalen Einsatztemperatur sich auf die komplette Anlage ausdehnt, in welcher ein solcher Wärmerohrstützer verbaut ist. Diese Einschränkung ist jedoch in den Fällen hinnehmbar, wenn die Anlage entweder unter klimatischen Bedingungen betrieben wird, bei denen Temperaturen unterhalb der unteren Grenztemperatur ausgeschlossen werden können, oder wenn sich die Anlage innerhalb eines Gebäudes befindet, welches bei Bedarf ausreichend beheizt wird. Die Heizung bedingt jedoch eine unabhängig von der Anlage zur Verfügung stehende Hilfsenergieversorgung.

Um nun dennoch den Einsatz auch bei tieferen Temperaturen zu ermöglichen, ist es wie in Lösungsansatz b) beschrieben denkbar, einfach die für das Wärmerohr relevante Isolierstrecke zu verlängern. Jedoch ist hierbei zu bedenken, dass zum einen in einer gasisolierten metallgekapselten Anlage die Abmessungen derart kompakt ausfallen, dass für einen längeren Stützisolator mit integriertem Wärmerohr die Anlage umkonstruiert werden müsste. Zum anderen würden sich auch mit dieser Lösung keine Einsatztemperaturen von -40°C realisieren lassen, da der Dampfdruck der meisten in Frage kommenden Arbeitsmedien bei solch niedrigen Temperaturen derart gering ausfällt – bei -40°C beträgt bei R134 der Dampfdruck nach Lemmon [Lem-15] 0,05 MPa und bei R227ea 0,03 MPa –, so dass die Abnahme des Dampfdrucks nicht vollständig über eine Verlängerung der Isolierstrecke kompensiert werden kann. Bei den -40°C handelt es sich in diesem Zusammenhang um den in der [DIN EN 62271-1] genannten niedrigsten Vorzugswert für die Umgebungstemperatur.

Lösungsansatz b) ist also nur für die Fälle eine Option, wenn die niedrigste Einsatztemperatur der Anlage geringfügig kleiner ausfallen soll als die ohne Verlängerung ermittelte untere Grenztemperatur. Im Fall des vorliegenden Wärmerohrstützers, bei dem sich eine untere Grenztemperatur von $2,6^{\circ}\text{C}$ ergeben hat, erscheint z.B. eine niedrigste Einsatztemperatur von -5°C umsetzbar. Bei -5°C beträgt der Dampfdruck von R134a nach Lemmon [Lem-15] 0,24 MPa. Dieser Temperaturwert wird von [DIN EN 62271-1] als einer der Vorzugswerte für Umgebungstemperaturen für Innenraum-Schaltanlagen genannt.

Lösungsansatz c) wurde von Dethlefsen [Det-82] vorgeschlagen. Um auch bei niedrigen Temperaturen und damit niedrigen Dampfdrücken des Arbeitsmediums eine ausreichende elektrische Festigkeit zu gewährleisten, schlägt Dethlefsen den Einsatz eines zusätzlichen Isoliergases wie z.B. SF_6 innerhalb des Wärmerohrvolumens vor. Damit dieses Zusatzgas bei höheren Temperaturen den Kondensationsbereich des Wärmerohrs nicht blockieren kann, schließt sich oberhalb des Kondensationsbereichs ein Ausdehnungsgefäß an, in welches das Zusatzgas durch den Dampfdruck des Arbeitsmediums hineingetrieben wird. Wenn sich nun bei niedrigen Temperaturen das Arbeitsmedium quasi vollständig in flüssiger Phase im Verdampferbereich konzentriert, füllt das Zusatzgas auch die elektrisch belastete adiabate Zone des Wärmerohrs derart aus, dass ein elektrischer Durchschlag unterbunden wird. Da in diesem Fall das Wärmerohr nicht durch eine einfache Bohrung durch einen Stützisolator realisiert werden kann, sondern zusätzlich ein Ausdehnungsgefäß berücksichtigt werden muss, ergibt sich eine aufwendigere Konstruktion.

8 Ablaufverhalten des Kältemittels im Wärmerohrstützer

8.1 Allgemeines Kondensationsverhalten

Kommt ein gasförmiges Medium in Kontakt mit einer Oberfläche, deren Temperatur unterhalb der jeweiligen Taupunkttemperatur liegt, geht das Medium in den flüssigen Zustand über. Dieser Vorgang wird als Kondensation bezeichnet. Bei der Kondensation an Oberflächen ist grundsätzlich zwischen Tropfen- und Filmkondensation zu unterscheiden, wobei es darüber hinaus noch die so genannte Mischkondensation gibt, bei der beide Kondensationsarten zugleich vorkommen (s. **Abb. 8.1**).

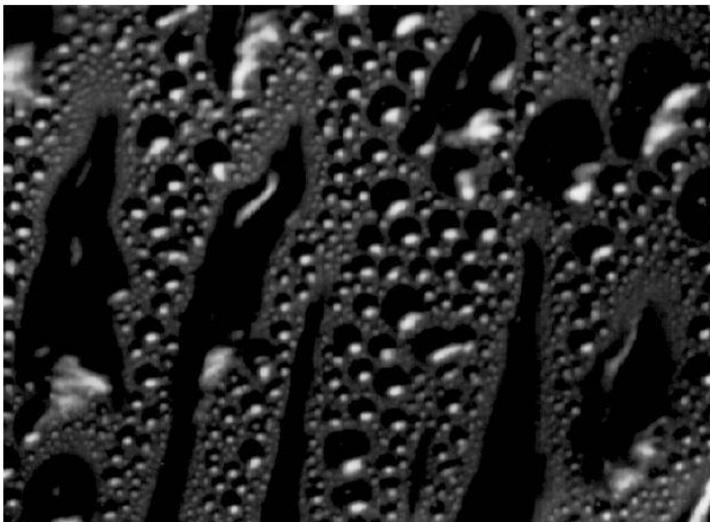


Abb. 8.1: Beispiel für Mischkondensation (Originalfoto: 40 mm × 54 mm); [Koc-98]

Bei der Kondensation wird die Enthalpiedifferenz Δh zwischen gasförmiger und flüssiger Phase in Form von Latentwärme freigesetzt. In großtechnischen Anlagen ist nun gewünscht, den Wärmeübergang möglichst effizient zu gestalten. Dies geschieht am besten, wenn der Dampf direkt an der Wandung der für die Kondensation vorgesehenen Stelle auskondensiert, also in Form der Tropfenkondensation. Bei der Filmkondensation hingegen tritt der Übergang in die flüssige Phase an dem die Wand benetzenden Flüssigkeitsfilm auf. Damit muss der Wärmestrom jedoch zunächst die, wenn auch dünne, Flüssigkeitsschicht durchdringen, bevor er an der Wand ankommt. Dieser Effekt führt dazu, dass der Wärmeübergangskoeffizient für reine Filmkondensation um mehr als eine Größenordnung schlechter ausfallen kann als für die Tropfenkondensation [VDI-06]. Aus diesem Grund wird versucht, z.B. durch Beschichtung der Kondensationsoberflächen, möglichst günstige Bedingungen zu schaffen, die eine Tropfenkondensation ermöglichen.

Charakteristisch für die Tropfenkondensation sind die wiederholt ablaufenden Vorgänge aus Tropfenbildung, -wachstum und -ablauf. Hierbei vereinigen sich im Rahmen des Tropfenwachstums mehrere kleinere Tropfen zu wenigen größeren Volumina. Ein Tropfen kann nun so lange wachsen, bis die Kräfte, die auf ihn wirken, die Adhäsionskräfte übersteigen, welche den Tropfen an der Wand halten. Bei den Kräften kann es sich bei senkrecht geneigten Oberflächen um die Schwerkraft bzw. bei horizontal ausgerichteten Oberflächen um durch die Dampfströmung verursachte Scherkräfte handeln. Beim Tropfenablauf werden alle in der Bahn des Tropfens liegenden kleinere Tropfen weggewischt (s. **Abb. 8.2**). Zurück bleibt eine trockene Oberfläche auf der sich neue Tropfen bilden können. Der Zyklus beginnt von vorn.

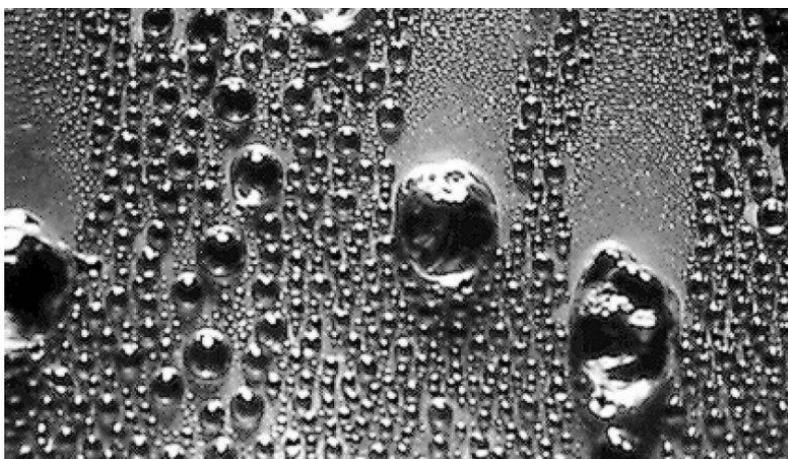


Abb. 8.2: *Ablaufende Tropfen hinterlassen eine trockene Bahn (Originalfoto: 50 mm × 90 mm); [Koc-96]*

Wie nun genau die Tropfenkondensation eines Dampfes an einer unterkühlten Oberfläche aussieht, ist nach gegenwärtigem Wissensstand [VDI-06] noch nicht vollständig geklärt. So gibt es Modelle, die im Raum zwischen den Tropfen Filmkondensation annehmen, während andere diesen Bereich als trocken sehen. Für beide Varianten gibt es Experimente, die die jeweilige These stützen.

Aber auch unabhängig von der Art und Weise, wie sich die Tropfen bei der Kondensation nun genau bilden, ist festzuhalten, dass die Gestalt eines Tropfens im Wesentlichen vom Verhältnis der Oberflächenenergien von Flüssigkeit und Festkörper abhängt. So ist es im Fall einer waagerechten Fläche möglich, den Gleichgewichtsrandwinkel eines Tropfens mit Hilfe der Young-Gleichung zu bestimmen (s. **Abb. 8.3**).

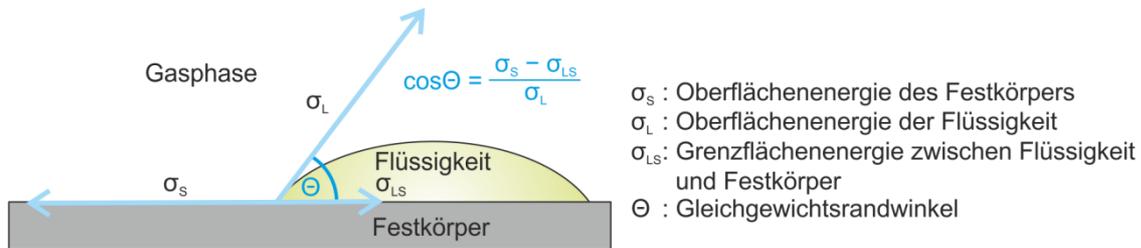


Abb. 8.3: Gleichgewichtsrandwinkel eines liegenden Tropfens mit Young-Gleichung.

In Abhängigkeit der Wandunterkühlung kann ab einem Gleichgewichtsrandwinkel von $\Theta = 60^\circ$ mit Mischkondensation gerechnet werden, bei der die Oberfläche nur teilweise benetzt ist [VDI-06]. Gleichgewichtsrandwinkel, die 90° übersteigen, führen zu einer ungleichmäßigen Benetzung der Oberfläche und damit zur Ausbildung der Kondensation in Tropfenform. Kleine Gleichgewichtsrandwinkel und damit die Tendenz zur Filmkondensation ergeben sich gemäß der Young-Gleichung bei einer großen Oberflächenenergie der zu benetzenden Oberfläche bzw. bei geringen Werten für die Oberflächenenergie der Flüssigkeit.

Um nun ein Gefühl für die Größenordnungen hinsichtlich der Oberflächenenergie eines Festkörpers σ_s bzw. der Oberflächenenergie einer Flüssigkeit σ_L zu bekommen, sind in den nachfolgenden beiden Tabellen beispielhaft einige Werte gängiger Materialien aufgeführt. Dabei fällt auf, dass Metalle um mehrere Größenordnungen höhere Oberflächenenergien zeigen als Kunststoffe. Dies liegt an der Stärke der metallischen Bindung gegenüber den bei Kunststoffen wirkenden induzierten Dipolkräften.

Tab. 8.1: Oberflächenenergien verschiedener fester Werkstoffe;
 Quellen: a: [Tys-76] und [Vit-98]; b: [Mic-98]; c: [Sir-05]; d: [Che-08]

Feststoff	Symbol	σ_s in mJ/m^2
Eisen ^a	Fe	2.417.000
Kupfer ^a	Cu	1.790.000
Aluminium ^a	Al	1.143.000
Blei ^a	Pb	593.000
PVC ^b		46
PE ^c		40
PP ^c		34
Epoxidharzformstoff ^d		34

Tab. 8.2: Oberflächenenergien verschiedener Flüssigkeiten bei 20°C;
 Quellen: a: [Per-81]; b: [Jas-72]; c: [Kör-81]

Flüssigkeit	Summenformel	σ_L bei 20°C in mJ/m ²
Quecksilber ^a	Hg	486,40
Wasser ^b	H ₂ O	72,88
Formamid ^c	CH ₃ NO	57,46
Diiodmethan ^c	CH ₂ I ₂	50,88
Nitrobenzol ^c	C ₆ H ₅ NO ₂	42,70
Nikotin ^b	C ₁₀ H ₁₄ N ₂	38,85
Pyridin ^c	C ₅ H ₅ N	37,24
Chlorpikrin ^b	Cl ₃ CNO ₂	32,34
Benzol ^c	C ₆ H ₆	28,81
Toluol ^c	C ₇ H ₈	28,52
n-Dekan ^c	C ₁₀ H ₂₂	23,74
Methanol ^c	CH ₄ O	22,49
Ethanol ^c	C ₂ H ₆ O	22,32

Kältemittel weisen in diesem Zusammenhang meist sehr geringe Oberflächenenergien von unter 10 mJ/m² auf [VDI-06]. Für R134a ergibt sich mit Blick auf **Abb. 8.4** bei 20°C die Oberflächenenergie σ_L zu ca. 8,7 mJ/m².

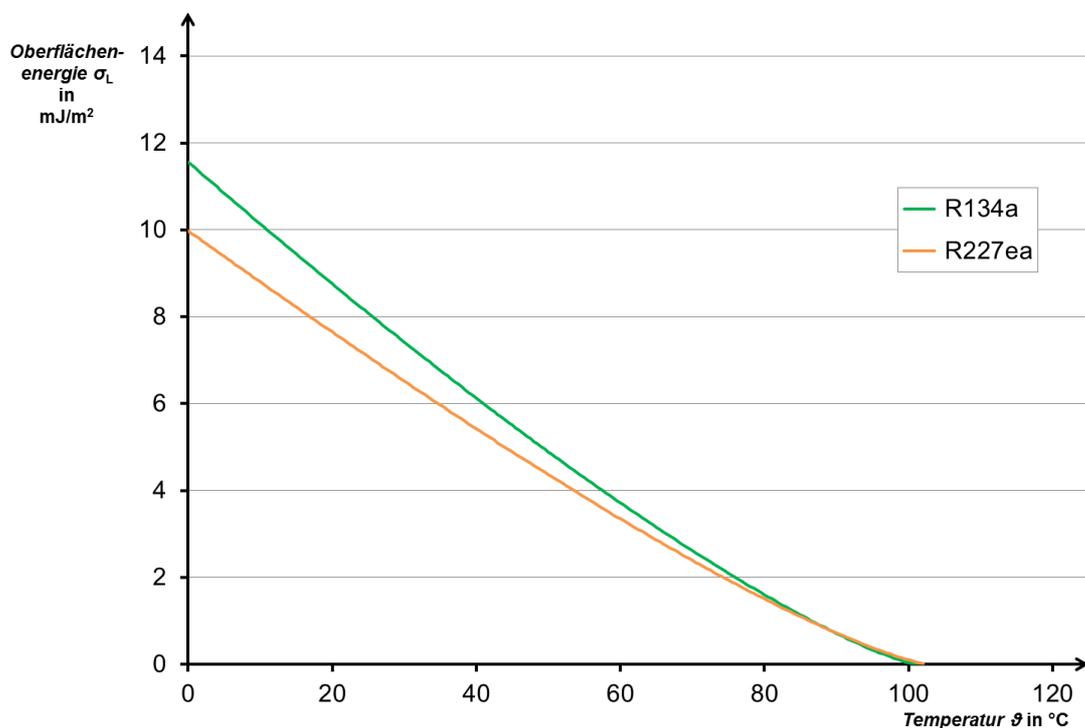


Abb. 8.4: Oberflächenenergien für die flüssigen Kältemittel R134a (grün) und R227ea (orange) unter Sättigungsbedingungen. Daten nach [Lem-15]

Es fällt anhand **Abb. 8.4** auf, dass die Oberflächenenergie σ_L mit steigender Temperatur abnimmt. In der Tat wird sie bei Erreichen der kritischen Temperatur

sogar Null, da der Zustand einer Flüssigkeit oberhalb dieses Punktes nicht mehr existiert, sondern von einem überkritischen Zustand abgelöst wird.

Wenn die Oberflächenenergie eines Festkörpers σ_S nun deutlich größer sein sollte als die Oberflächenenergie der Flüssigkeit σ_L , welche mit dem Festkörper in Kontakt steht, kommt es zu einer vollkommenen Benetzung der Oberfläche des Festkörpers. Dieses Phänomen wird nach Wolf [Wol-57] auch als „Spreiten“ bezeichnet.

Übertragen auf den Wärmerohrstützer bedeutet dies, dass der im Wärmerohr aufsteigende R134a-Dampf an der kühleren Aluminiumelektrode der oberen Elektrode in Filmform kondensieren wird. Schließlich können laut Tyson [Tys-76] für Aluminium Werte für die Oberflächenenergie von $\sigma_S = 1.143 \text{ J/m}^2$ gemessen werden, während die für R134a maßgebliche Oberflächenenergie σ_L mehrere Größenordnungen darunter liegt. Da auch die Oberflächenenergie eines Epoxidharzformstoffs mit $\sigma_S = 34 \text{ mJ/m}^2$ deutlich größer ausfällt als die Oberflächenenergie von R134a, ist davon auszugehen, dass das entstandene Kondensat in Form eines Flüssigkeitsfilms und nicht in Tropfenform abläuft. Da bei allen Versuchen zudem immer alle Oberflächen im Vorfeld sorgfältig mit Isopropanol gereinigt wurden, ist davon auszugehen, dass die Oberflächeneigenschaften nicht durch Verschmutzungen wesentlich beeinflusst wurden.

Die These, wonach das flüssige R134a als Flüssigkeitsfilm abläuft, soll in einem eigenen Experiment näher analysiert werden, welches im Folgenden beschrieben wird. Da das flüssige R134a eine hohe relative Permittivität $\varepsilon_{r,fl}$ und einen großen dielektrischen Verlustfaktor aufweist, soll das Ablaufverhalten auch unter Einfluss eines elektrischen Feldes untersucht werden.

8.2 Experiment zum Ablaufverhalten von flüssigem R134a

Es ist bekannt, dass Tropfen polarer Flüssigkeiten unter dem Einfluss eines elektrischen Felds und der damit einhergehenden elektrostatischen Kräfte verzerrt werden. Sind die dabei wirkenden Kräfte groß genug, kann es den Tropfen sogar auseinander reißen. Untersuchungen in diese Richtung wurden unter anderem von Roero [Roe-08] angestrengt. Maßgeblich für die Intensität dieses Effekts ist das Verhältnis der Permittivitäten von Flüssigphase zur umgebenden Gasphase. Die Verzerrungen der Flüssigkeitsoberfläche wirken als Ausgangspunkt von Feldinhomogenitäten, die ihrerseits den Einsatz von Teilentladungen begünstigen. Aus diesem Grund ist es von großem Interesse, das Ablaufverhalten des eingesetzten R134a, welches, wie bereits in **Abb. 4.32** gezeigt, in seiner flüssigen Phase sehr ausgeprägte Permittivitätswerte aufweist, genauer experimentell zu untersuchen. Aus diesen Gegebenheiten ergeben sich folgende Anforderungen an ein Experiment:

- Da die Neigung zur Tropfenbildung nicht nur von der Art der Flüssigkeit, sondern auch von dem darunter liegenden Feststoff abhängt, muss das R134a auf einer Oberfläche ablaufen, die aus genau demselben Epoxidharzformstoff besteht, aus dem auch der Wärmerohrstützer gefertigt ist.
- Bei dem Versuchsaufbau müssen Feldstärken erreicht werden können, die in der Größenordnung von $\bar{E} \approx 2,65 \text{ kV/mm}$ aus (Gl. 7.2) liegen. Das elektrische Feld soll möglichst homogen sein.
- Die direkte visuelle Beobachtung des ablaufenden, unter Feldeinfluss stehenden R134a, muss möglich sein.
- Mit Hinblick auf den Dampfdruck des Kältemittels muss die Elektrodenanordnung in einem Druckgefäß untergebracht werden.
- Alle Komponenten, mit denen das flüssige R134a in Berührung kommt, müssen die gleiche Temperatur aufweisen. Ansonsten käme es an der kältesten Stelle innerhalb des Versuchsgefäßes zu einem bevorzugten Kondensationspunkt.

8.2.1 Versuchsanordnung

Alle diese Anforderungen werden durch den Aufbau erfüllt, der in **Abb. 8.5** in der Schnittansicht gezeigt ist. Bei dem die eigentliche Elektrodenanordnung umgebenden Druckgefäß handelt es sich um das bereits bei den Untersuchungen zur elektrischen Festigkeit in **Abschnitt 4.2** verwendete Schauglas.

Während der Versuche mit Hochspannung wird der in **Abb. 8.5** links abgebildete Flansch direkt geerdet. Auf seiner Innenseite ist eine Nut eingelassen, die zur

Aufnahme einer Aluminiumröhre dient, die wiederum mit der Erdelektrode aus Edelstahl fest verpresst ist. Die Erdelektrode hat einen Außendurchmesser von 70 mm und in der Mitte ein M22 × 1,5 mm-Gewinde. In dieses Gewinde wird der Prüfkörper eingeschraubt. Analog zu den vorherigen Abschnitten unterliegen alle in diesem Zusammenhang angegebenen Maße den gemäß [DIN ISO 2768-1], Toleranzklasse f zulässigen Abweichungen.

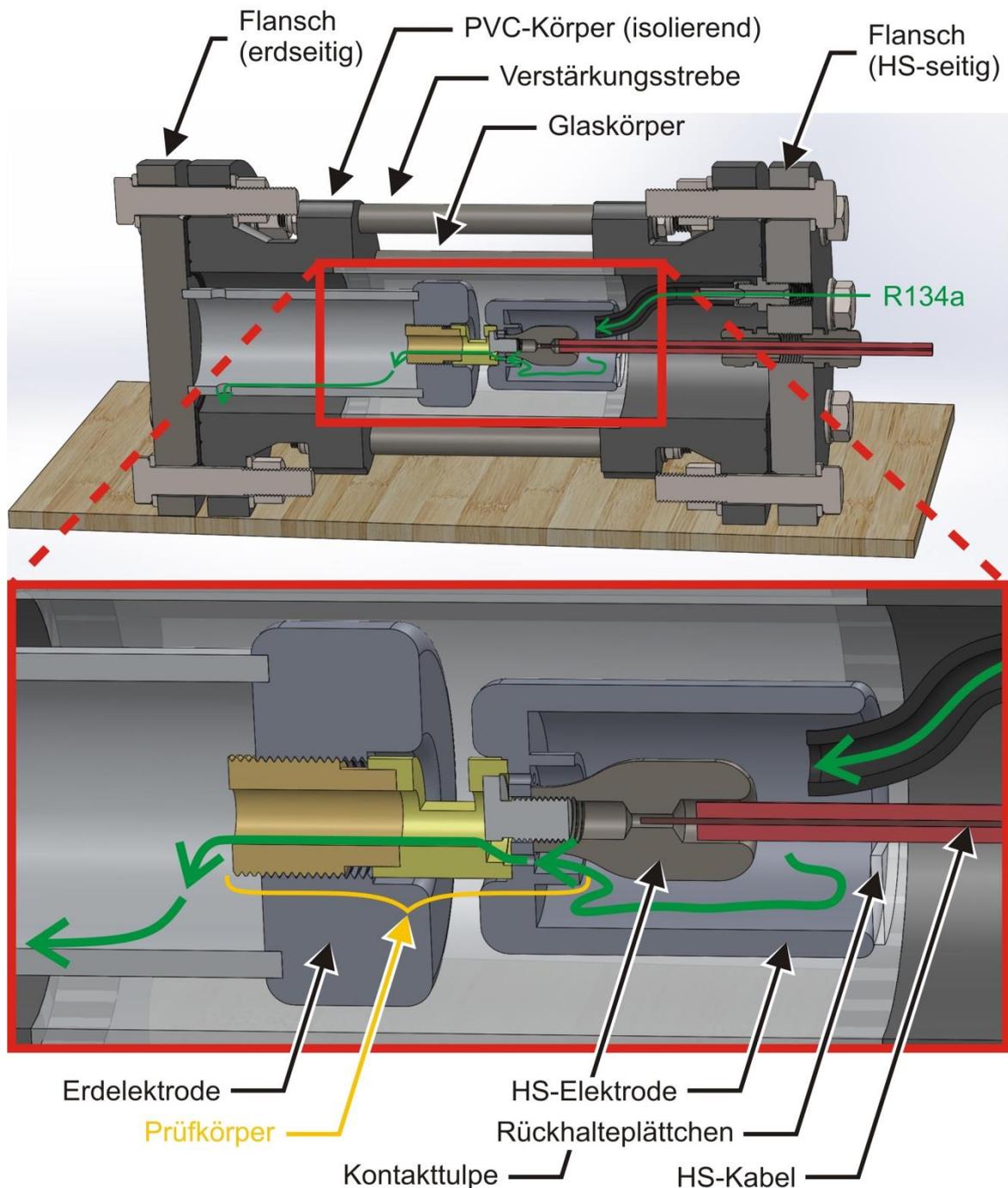


Abb. 8.5: Schnittansicht des Versuchs zum Ablaufverhalten des Kältemittels. Die Fließrichtung des flüssigen R134a ist grün dargestellt.

Der Prüfkörper selbst besteht aus drei Komponenten, die miteinander verklebt sind (s. **Abb. 8.6**). An die Messinghülse, die mit der Erdelektrode verschraubt wird, schließt sich ein Stück aus Epoxidharzformstoff an. Dabei wurde mit Hilfe einer Fräse das Material so entfernt, dass der Blick auf die Rinne freigelegt wird, in der das R134a fließt. In Längsrichtung sind sowohl Messinghülse als auch der Epoxidharzprüfling mit einer Bohrung von 10 mm Durchmesser versehen. Hochspannungsseitig findet sich ein Gewindebolzen aus Aluminium, dessen eine Seite so abgeflacht ist, dass das R134 durch einen kleinen Spalt hindurchfließen kann.

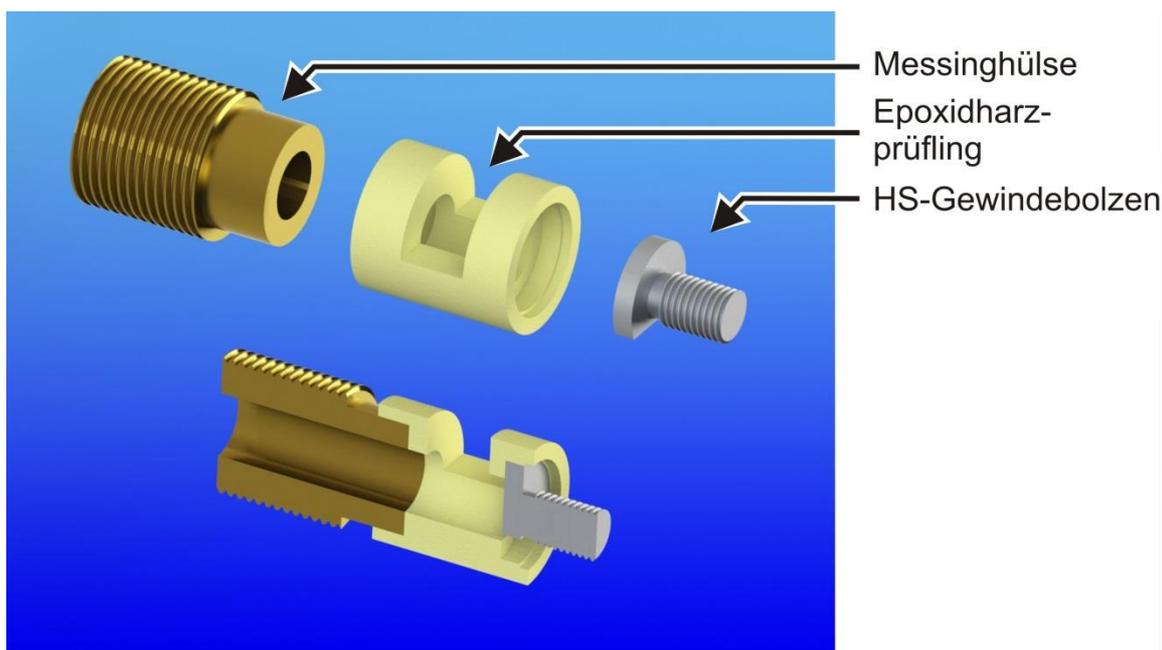


Abb. 8.6: Oben: Explosionsansicht des Prüfkörpers
Unten: Schnittansicht des zusammengesetzten Prüfkörpers

Die Hochspannungselektrode mit einem Außendurchmesser von 50 mm ist becherförmig ausgeführt und wird über die Kontakttulpe mit dem HS-Gewindebolzen des Prüfkörpers verbunden. Die Kontakttulpe ist nun so gestaltet, dass sie ein Hochspannungskabel aufnehmen kann, welches durch den rechten Flansch geführt und mittels zweier Kabelverschraubungen abgedichtet wird. Dieser rechte Flansch ist ferner mit einer weiteren Bohrung versehen, durch die auch das R134a eingeleitet wird. Durch ein kurzes Schlauchstück innerhalb der Schauglasarmatur wird das Kältemittel dann weiter in die Hochspannungselektrode geleitet, wobei ein in **Abb. 8.5** als Rückhalteplättchen bezeichnetes Kunststoffteil dafür sorgt, dass das flüssige Kältemittel aus der Hochspannungselektrode nur in Richtung des Prüfkörpers austreten kann.

Wird der Prüfkörper vollständig in die Erdelektrode eingeschraubt, besteht zwischen Erd- und Hochspannungselektrode ein Abstand von 9 mm. Durch eine Feldsimulation

mit dem Programm FEMM kann nachgewiesen werden, dass entlang der Ablaufstrecke eine Feldverteilung entsteht, bei der der Betrag der Feldstärke entlang der Ablaufstrecke möglichst konstant ausfällt (s. **Abb. 8.7**). Die mittlere elektrische Feldstärke im Elektrodenzwischenraum beträgt bei einer Spannung von 1 V zwischen Hochspannungs- und Erdelektrode $\bar{E} = 58,5 \text{ V/m}$, womit zum Erreichen einer Feldstärke von $\bar{E} \approx 2,65 \text{ kV/mm}$ eine Spannung von etwa 45,3 kV angelegt werden muss. Für weitere Einzelheiten zu dieser Simulation sei auf **Anhang A.3** verwiesen.

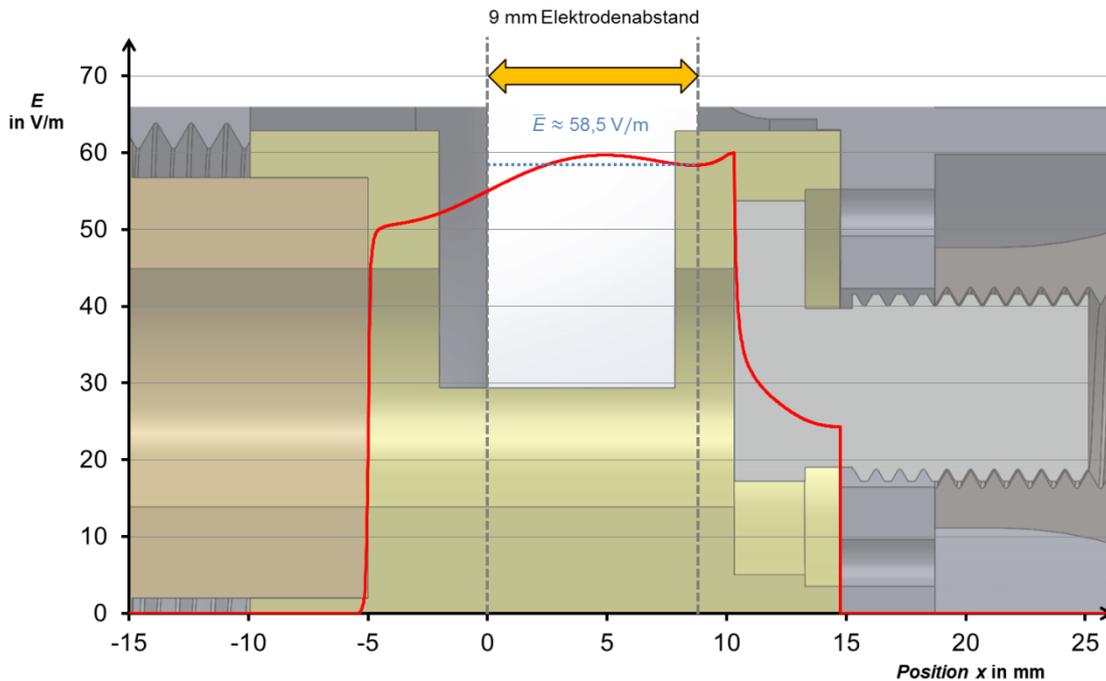


Abb. 8.7: Verlauf der elektrischen Feldstärke entlang des Abflusswegs des R134a; Das Potential aller spannungsführenden Komponenten beträgt hierbei 1 V.

Da eine Blasenbildung innerhalb einer Flüssigkeit immer mit einem gewissen Leistungseintrag verbunden sein muss, ist es notwendig, die thermische Kapazität des flüssigen R134a zu berücksichtigen. Nachdem das Kältemittel im Wärmerohrstützer im oberen Bereich auskondensiert ist, läuft es durch die 49 mm messende feldbelastete Zone (s. **Abb. 5.1**). Aufgrund des hohen dielektrischen Verlustfaktors erwärmt sich das R134a, bis es schließlich anfängt zu verdunsten und es, sollte der Energieeintrag groß genug ausfallen, zur Blasenbildung kommt. Um nun innerhalb des Schauglases vergleichbare Bedingungen zu schaffen, muss dafür Sorge getragen werden, dass das hier ablaufende R134a entlang seiner Ablaufstrecke möglichst dieselbe Energie aufzunehmen vermag, wie dies im Wärmerohrstützer der Fall ist.

Da das in das Schauglas eingeführte Hochspannungskabel maximal einer Spannung von 50 kV standhält, sind die geforderten elektrischen Feldstärken nur über einen

Elektrodenabstand zu realisieren, der mit 9 mm deutlich kürzer als die 49 mm im Wärmerohrstützer ausfällt. Mit abnehmendem Elektrodenabstand sinkt jedoch auch die Zeit, in der das flüssige Kältemittel dem elektrischen Feld ausgesetzt ist, woraus folglich auch die eingebrachte Energie in die Flüssigkeit abnimmt. Um diesem Umstand zu begegnen, ist die Geschwindigkeit des ablaufenden R134a so weit zu reduzieren, dass die „Verweilzeit unter Feldeinfluss“ wieder das Niveau erreicht, wie es beim Wärmerohrstützer der Fall ist. Demnach muss die Geschwindigkeit auf $9\text{ mm}/49\text{ mm} \approx 18,4\%$ des Werts verringert werden, der sich in der senkrechten Lage einstellt.

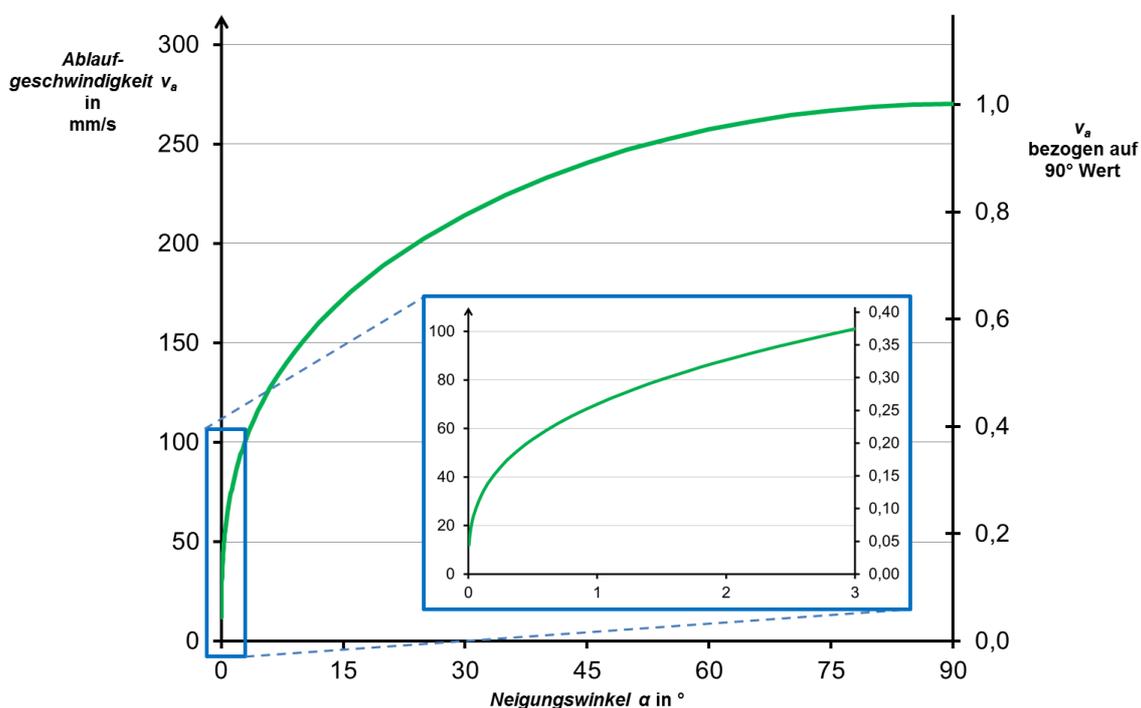


Abb. 8.8: Nach Huppert [Hup-82] berechnete Ablaufgeschwindigkeiten einer Flüssigkeit mit den thermophysikalischen Eigenschaften von R134a bei einer Temperatur von $\vartheta = 20^\circ\text{C}$ in Abhängigkeit des Neigungswinkels.

Am besten lässt sich die Geschwindigkeit dabei über den Neigungswinkel der gesamten Anordnung beeinflussen. Über Werte zur Massendichte und Viskosität kann in Abhängigkeit des Neigungswinkels nach Huppert [Hup-82] die Geschwindigkeit der ablaufenden Fluidströmung ermittelt werden, woraus sich im Anschluss direkt auf die in die Flüssigkeit eingebrachte spezifische Energie schließen lässt. Für diese Betrachtung werden die Oberflächeneigenschaften des Epoxidharzformstoffs vernachlässigt. Stattdessen wird eine ideal glatte Oberfläche angenommen, bei der die „no slip“-Bedingung gilt. Weitergehende Hintergründe und Berechnungen sind **Anhang A.4** zu entnehmen. Wird die Ablaufgeschwindigkeit v_a des flüssigen Kältemittels über den Neigungswinkel ϕ aufgetragen, ergibt sich **Abb. 8.8**. Es ist zu

erkennen, dass ein sehr flacher Neigungswinkel in der Größenordnung von ca. $0,5^\circ$ eingestellt werden muss, um das ablaufende Kältemittel ausreichend zu verlangsamen. Dieser geringe Neigungswinkel ist der sehr niedrigen Viskosität bzw. hohen Fluidität des flüssigen R134a geschuldet.

8.2.2 Versuchsdurchführung

Das um $0,5^\circ$ geneigte Behältnis wird analog zu den Versuchen in **Abschnitt 4** mehrfach mit R134a gespült, um eine möglichst reine R134a-Atmosphäre innerhalb des Schauglases zu gewährleisten. Anschließend wird zunächst gerade so viel R134a eingeleitet, dass sich ein wenig flüssiges Kältemittel im Bereich des erdseitigen Flansches sammelt. Nun befindet sich sowohl gasförmiges wie auch flüssiges R134a gleichzeitig im Versuchsgefäß. Dies führt dazu, dass sich als Druck der zur Raumtemperatur korrespondierende Dampfdruck einstellt. Wird nun weiteres R134a eingeleitet, kann dieses nicht mehr direkt verdampfen, sondern verbleibt in seinem flüssigen Aggregatzustand. Diese Tatsache ist für das Experiment von entscheidender Bedeutung. Denn nur auf diese Weise kann eine spätere Blasenbildung innerhalb der Flüssigkeit, die auf der Oberfläche des Epoxidharzprüflings abläuft, eindeutig auf den Einfluss eines elektrischen Feldes zurückgeführt werden. Nachdem eine Videokamera gestartet wurde, die das Verhalten des ablaufenden R134a im Bereich des Prüflings dokumentiert, kann der Zufluss des R134a aktiviert und die Spannung zugeschaltet werden. Aus den übertragenen Wärmeleistungen beim Wärmerohrstützer kann geschlussfolgert werden, dass bei einem Wärmestrom \dot{Q} von 65 W der Volumenstrom des anfallenden Kondensats in guter Abschätzung ca. $0,5 \text{ cm}^3/\text{s}$ beträgt (s. **Anhang A.4**).

Die Gasflasche wird dabei durch eine Heizmanschette leicht temperiert, so dass immer eine kleine Druckdifferenz zwischen Gasflasche und Schauglas besteht, die in der Lage ist, die Flüssigkeit in die Versuchsanordnung zu treiben.

Das eingefüllte R134a sammelt sich im unteren Bereich der Versuchsanordnung, denn es existiert kein weiterer Abfluss. Erreicht das flüssige R134a schließlich den unteren Rand der Erdelektrode, so ist der Versuch an dieser Stelle abubrechen und das Kältemittel zu entsorgen. Dieser Fall trat nach etwa 10 min ein, nachdem circa $0,5 \text{ l}$ flüssiges R134a in die Anordnung eingeleitet wurde. Über die zehnminütige Zeitspanne konnte der zuvor angestrebte Volumenstrom verifiziert werden.

8.2.3 Versuchsergebnisse

Im oberen Bild in **Abb. 8.9** ist der zwischen Hochspannungs- und Erdelektrode eingespannte Prüfling aus Epoxidharzformstoff zu sehen. Nachdem das flüssige Kältemittel eingeleitet wurde, war dies anhand der dann auftretenden Lichtreflexion auf der Flüssigkeitsoberfläche deutlich zu erkennen (s. **Abb. 8.9**, Bild (2)).

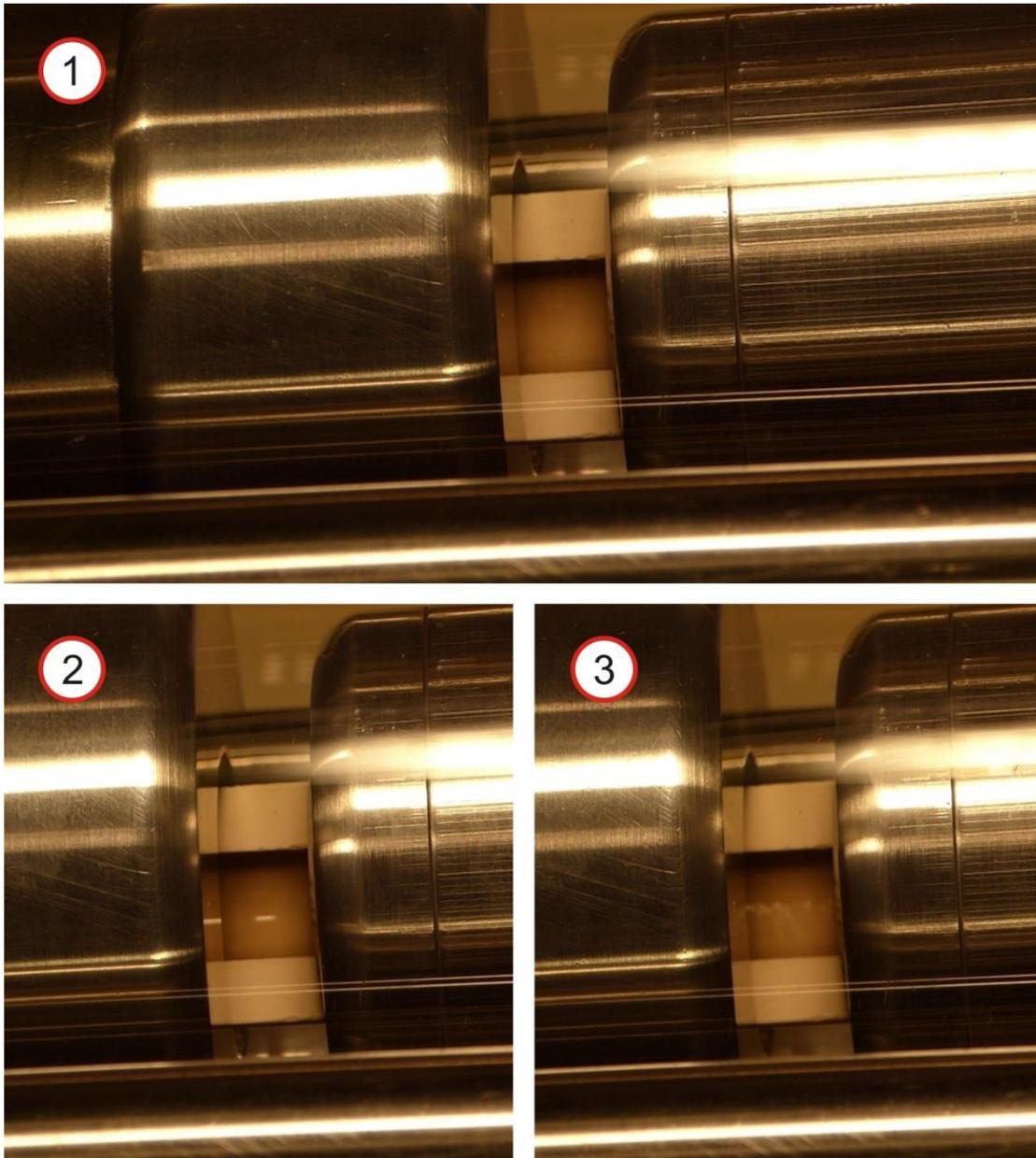


Abb. 8.9: Blick von oben auf die Versuchsanordnung;

HS-Elektrode rechts, Erdelektrode links; Flussrichtung R134a von rechts nach links

(1): ohne flüssiges Kältemittel

(2): mit ablaufendem flüssigen R134a ohne angelegte Wechselspannung

(3): mit ablaufendem flüssigen R134a bei einer Wechselspannung von 7,9 kV

Ab einem Effektivwert der angelegten Spannung von 5 kV waren leichte Wellenmuster auf der Flüssigkeitsoberfläche zu beobachten, deren Intensität mit zunehmender Spannung anstieg (s. **Abb. 8.9**, Bild (3)). Ab einer Spannung von etwa 14 kV waren zusätzlich vereinzelt Blasen zu erkennen. Diese Blasenbildung ist jedoch nur gut bei Betrachten der Bewegungsbilder möglich und im Rahmen von Einzelbildern nur schlecht darstellbar. Überstieg die Spannung hingegen 18 kV, waren keine Wellenbewegungen mehr sichtbar. Gleichzeitig schien der Volumenstrom des flüssigen Kältemittels deutlich eingeschränkt, quasi halb ausgetrocknet. Bei einer darüber hinausgehenden Steigerung der Spannung ergaben sich keine weiteren Änderungen.

Wurde die Spannung abgeschaltet, stellte sich unmittelbar der ursprüngliche, ungestörte Zustand wieder ein. Insbesondere, wenn die Spannung kurz vor dem Abschalten größer als 18 kV war, konnte deutlich erkannt werden, wie sich eine Front aus flüssigem R134a von der Hochspannungsseite in Richtung der Erdelektrode bewegte.

8.2.4 Fazit der Versuche

Die eingangs erwähnte Vermutung, dass das flüssige R134a in Form eines Flüssigkeitsfilms und nicht in Tropfenform abläuft, kann bestätigt werden. Interessant waren hingegen die Wellenbewegungen auf der Flüssigkeitsoberfläche. Obwohl darauf geachtet wurde, dass das elektrische Feld innerhalb der Anordnung möglichst parallel zur ablaufenden Flüssigkeit verläuft, konnte dieses Konstruktionsziel im Einlaufbereich nicht erreicht werden. Die Grenzfläche zwischen flüssiger und gasförmiger Phase stellt in Bezug auf das elektrische Feld eine Schräggrenzfläche dar. Diese dient im Fall einer polaren Flüssigkeit wie dem R134a als effektiver Angriffspunkt für elektrostatische Kräfte, so dass sich Unregelmäßigkeiten auf der Flüssigkeitsoberfläche ergeben. Für Einzelheiten der Feldberechnung sei auf **Anhang A.3** verwiesen.

Die Bildung von Gasblasen zeigt, dass es in der Tat innerhalb der ablaufenden Flüssigkeit zu Verdampfungsprozessen kommen kann. Da die Versuchsanordnung aber bei einem Neigungswinkel betrieben wurde, der mit $0,5^\circ$ knapp über der Horizontalen liegt, verlassen die Gasblasen die Flüssigkeitsschicht senkrecht zur Fließrichtung. Es ist daher nicht möglich, direkt zu beobachten, wie die Gasblasen den Flüssigkeitsfilm beim Ablauen behindern. Allerdings erscheint die These, dass genau dies beim senkrecht betriebenen Wärmerohrstützer der Fall ist, durchaus plausibel.

Das hier durchgeführte Experiment gibt deutliche Hinweise darauf, dass beim Wärmerohrstützer unter ausreichender Spannungsbelastung signifikante Verdampfungsprozesse existieren, die nicht am eigentlich für die Verdampfung vorgesehenen Ort – der unteren Elektrode im Wärmerohrstützer – stattfinden. Da für einen Verdampfungsprozess immer ein Wärmeeintrag benötigt wird, bedeutet dies, dass für den in **Abschnitt 7.2.2** beschriebenen Zusammenbruch der Wärmeübertragungsleistung eine schlüssige Erklärung gefunden ist, die im Einklang mit der bereits in **Abschnitt 7.2.3** auf Seite 112 aufgestellten These steht.

Demnach sorgt der Wärmeeintrag in der Mitte des Wärmerohrs dafür, dass flüssiges Kältemittel, welches eigentlich nach unten laufen soll, bereits auf halbem Wege teilweise verdampft. Die Moleküle, die sich nun in der Gasphase befinden, führen daher zu einer lokalen Erhöhung der Gasdichte und damit auch des Drucks in diesem Bereich des Wärmerohrs. Dieser Druck wirkt jedoch in alle Richtungen, so dass die absolute Druckdifferenz zwischen Verdampferbereich und Kondensationszone sinkt. Je geringer diese Druckdifferenz ausfällt, desto mehr sinkt aber auch die „Motivation“ für die Moleküle innerhalb des Flüssigkeitspools der Erdelektrode, in den gasförmigen Zustand überzugehen und damit Latentwärme mit nach oben zu nehmen. Der Kreislauf des Kältemittels im Wärmerohr wird dadurch gestört. Kommen nun zusätzlich Gasblasen ins Spiel, die erst nach Überschreiten einer bestimmten Schwelle auftreten, ist eine plausible Erklärung gefunden, weshalb beim Wärmerohrstützer der Leistungseinbruch abrupt bei 130 kV einsetzt. Diese Zusammenhänge sollen nochmals durch die nachfolgende **Abb. 8.10** qualitativ illustriert werden, bei der der Abstand der hellgrünen Punkte zueinander in überzeichneter Weise den Druck darstellen soll. Dabei gilt, dass je geringer der Abstand ausfällt, desto höher ist der wirkende Druck.

Die Tatsache, dass bei den durchgeführten Versuchen Gasblasen bereits bei einer Spannung von 14 kV und damit bei einer Feldstärke von 0,82 kV/mm festzustellen waren, steht nicht im Widerspruch zu dem dargestellten Erklärungsansatz. Denn die Ablaufgeschwindigkeit v_a des flüssigen Kältemittels und damit dessen Verweilzeit in der elektrisch belasteten Zone ist wie in **Abschnitt 8.2.1** beschrieben eine direkte Funktion des Neigungswinkels ϕ . Werden nun wie in diesem Fall sehr flache Neigungswinkel benötigt, sind bereits kleine Abweichungen vom Soll-Winkel ausreichend, um signifikante Änderungen in der Ablaufgeschwindigkeit v_a zu bewirken (s. **Abb. 8.8**). Die grundsätzliche Feststellung jedoch, dass während des Ablaufvorgangs Verdampfungs Vorgänge beobachtet werden können, ist hiervon unberührt.

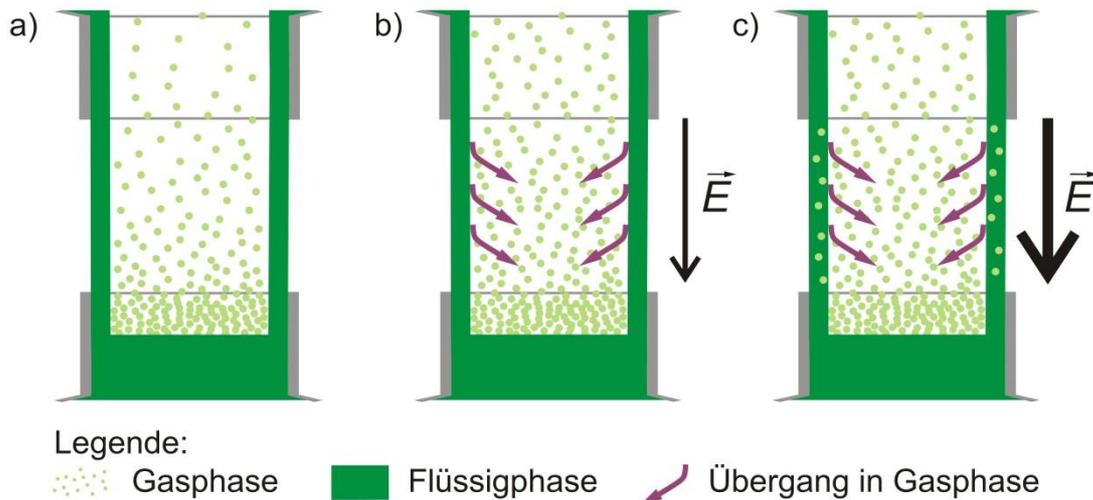


Abb. 8.10: Gehemmter Umlaufprozess des Kältemittels unter elektrischer Feldbelastung

a) ungestörter Umlaufprozess:

Gasphase aufsteigend, Flüssigphase ablaufend

b) leichter Feldeinfluss:

wie a), jedoch zusätzlich leichte Verdampfung von flüssiger Phase entlang der Oberfläche der ablaufenden Flüssigkeit

→ Druckerhöhung in der Mitte des Wärmerohrs → Hemmung der Gasbewegung

c) starker Feldeinfluss:

wie b), jedoch zusätzlich Bildung von Gasblasen innerhalb der ablaufenden Flüssigphase

→ Gasblasen steigen auf → zusätzliche Hemmung der Flüssigkeitsbewegung

Weiterhin muss berücksichtigt werden, dass die in **Abschnitt 8.2.1** dargestellte Feldsimulation lediglich in der Lage ist, eine Angabe zum Hintergrundfeld zu liefern. Denn der Bezug auf 1 V und die darauf aufbauende lineare Hochskalierung ist nur für den Fall sinnvoll, solange die Materialeigenschaften als konstant anzunehmen sind. Diese Annahme ist jedoch für die dünne Flüssigkeitsschicht nicht gerechtfertigt. Schließlich erwärmt sich innerhalb der feldbelasteten Zone der Ablaufstrecke die Flüssigkeit, wobei bekannt ist, dass die relative Permittivität $\epsilon_{r, fl}$ des flüssigen R134a sehr stark temperaturabhängig ist (s. **Abb. 4.32**). Die Flüssigkeit kann in Längsrichtung daher als ein Dielektrikum angesehen werden, dessen relative Permittivität $\epsilon_{r, fl}$ von der Hochspannung- zur Erdelektrode hin gesehen abnimmt. Daraus folgt unmittelbar, dass im unteren Bereich der Ablaufstrecke innerhalb der Flüssigkeitsschicht eine elektrische Feldstärke vorliegen muss, die das Hintergrundfeld übertrifft.

Da außerdem der für die Aufheizung verantwortliche dielektrische Verlustfaktor selbst stark temperaturabhängig ist – der Versuch hierzu ist in **Abschnitt 4.3** dargestellt –, ergibt sich zusätzlich ein Beitrag zu einer ungleichmäßigen Aufheizung der Flüssigkeit. Die direkt in der Flüssigkeitsschicht wirksame elektrische Feldstärke entzieht sich somit einer einfachen Berechnung.

9 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Verhalten eines mit R134a betriebenen Wärmerohrs bei elektrischen Feldstärken untersucht, wie sie in kompakten gasisolierten metallgekapselten Anlagen vorkommen. Das Wärmerohr wurde hierbei mittels einer Bohrung in einen für solche Anlagen typischen Isolierstützer integriert. Dieser besteht im Wesentlichen aus einem Epoxidharzformstoff, in welchen beiderseits zwei Aluminiumelektroden vergossen worden sind.

Anderweitige Untersuchungen, die sich mit Wärmerohren beschäftigen, sind auf diese Arbeit nicht direkt übertragbar. Aus diesem Grund wurde ebenfalls das rein thermische Verhalten des Wärmerohrs ohne Anliegen einer elektrischen Spannung in Abhängigkeit der beiderseitigen Temperaturen, des Füllstand sowie des Neigungswinkels experimentell ermittelt.

Folgende wesentlichen Ergebnisse sind festzuhalten:

Die über das Wärmerohr anstehende Temperaturdifferenz hat einen sehr großen Einfluss auf den Betrag der übertragenen Wärmeströme, wobei der übertragene Wärmestrom annähernd linear mit der Temperaturdifferenz ansteigt. Dabei konnte als optimaler Füllstand ein Wert von 10% identifiziert werden. Wird das Wärmerohr statt in der senkrechten Lage geneigt betrieben, ist eine signifikante Steigerung des übertragenen Wärmestroms von über 20% möglich. Im direkten Vergleich zu einem nicht mit einem Wärmerohr ausgestatteten Referenzstützer zeigte sich ein bis zu 11,6-fach höherer Wärmestrom.

Zwar kam es weder bei Belastungen mit netzfrequenten Wechselspannungen von bis zu 380 kV, die mit einer mittleren elektrischen Feldstärke von ca. 7,8 kV/mm innerhalb des Wärmerohrs einhergehen, noch bei genormten Blitzstoßspannungen in beiden Polaritäten von bis zu ± 780 kV, die betragsmäßig zu einer maximalen elektrischen Feldstärke von ca. 15,9 kV/mm führen, zu einem elektrischen Versagen des Wärmerohrs. Allerdings konnte beobachtet werden, dass der übertragene Wärmestrom mit zunehmender Spannung abnimmt. Die Abnahme des übertragenen Wärmestroms vollzog sich dabei jedoch nicht gleichmäßig. Vielmehr konnte bei einer elektrischen Feldstärke von 2,65 kV/mm eine Schwelle identifiziert werden, ab der die Übertragungsleistung signifikant einbricht.

Bezüglich des Teilentladungsverhaltens ergab sich, dass trotz des Ablaufs einer Flüssigkeit innerhalb des Wärmerohrs, die eine hohe relative Permittivität aufweist, weitestgehend keine Teilentladungen beobachtet werden können. Jedoch konnten im Rahmen mehrstündiger Beobachtungen vereinzelt Teilentladungen aufgezeichnet werden, deren Intensität in der Größenordnung von 40 pC liegen und deren Ursprung im Wärmerohr zu vermuten ist. Damit ist das Wärmerohr als nicht vollkommen teilentladungsfrei anzusehen. Inwieweit die Teilentladungen das kohlenstoffhaltige Kältemittel zersetzen und damit die Langzeitstabilität gegeben ist, konnte nicht abschließend geklärt werden.

Zusätzlich wurden Versuche durchgeführt, um Werte für die elektrische Festigkeit und den dielektrischen Verlustfaktor des Arbeitsmediums R134a zu bestimmen. Hierbei konnte festgestellt werden, dass dieses Medium in seiner flüssigen Phase bei einer Frequenz von 50 Hz über einen dielektrischen Verlustfaktor verfügt, der im untersuchten Temperaturbereich zwischen 20°C und 90°C größer ist als 10 (sic!) und sich damit um mehrere Größenordnungen von jenen Werten unterscheidet, die für flüssige Isoliermedien üblich zu erwarten ist. Eine unmittelbare Folge dieser Eigenschaft ist, dass das flüssige R134a unter Wechselfeldbelastung einen starken Wärmeeintrag erfährt, der das Medium bereits bei Feldstärken weit unterhalb seiner elektrischen Festigkeit zum Sieden bringt. Die bei diesem Prozess entstehenden Blasen konnten dabei in Verbindung mit dem zuvor beschriebenen Einbruch der Wärmeübertragungsleistung gebracht werden.

Aufgrund des hohen dielektrischen Verlustfaktors von R134a wurde als mögliche Alternative auch das Kältemittel R227ea auf seine elektrischen Eigenschaften hin untersucht. Zwar zeigte dieses Kältemittel im Vergleich zu R134a einen geringeren dielektrischen Verlustfaktor. Jedoch ist auch bei diesem Kältemittel ein von Blasenbildung begleiteter Siedeprozess vor Erreichen der elektrischen Festigkeit zu beobachten.

Aus den Untersuchungen ist die Schlussfolgerung zu ziehen, dass es durchaus möglich erscheint, Wärmerohre, welche die kompakten Abmessungen gasisolierter metallgekapselter Anlagen beachten, unter Hochspannung zu betreiben. Sie bieten somit einen vielversprechenden Ansatz, zur Kühlung potentialführender Komponenten eingesetzt zu werden. Jedoch empfehlen sich insbesondere mit Hinblick auf das TE-Verhalten über diese Arbeit hinausgehende Langzeituntersuchungen.

10 Literaturverzeichnis

- [3M-13] 3M corporation
Electrical Properties of 3M™ Novec™ 1230 Fire Protection Fluid
Technical Bulletin, 2013
- [Bar-99] Bargel, H.-J. und Schulze, G.
Werkstoffkunde
Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1999
- [Bol-79] Bologna, M. K.; Vasil'ev, L. L.; Kozhukhar', I. A.
und Shkilev, V. D.
Effects of electric fields on heat-pipe characteristics
J. of engineering phys., Vol. 36, Issue 6, pp. 748–756, 1979
- [Bra-12] Brahim, T. und Jemni, A.
Heat Pipe Simulation Under Critical Conditions
Frontiers in Heat Pipes (FHP), 3, 033003, 2012
- [Bry-09] Bryszewska-Mazurek, A. und Mazurek, W.
The influence of electric field on HFC-245fa condensation
Materials Science-Poland, Vol. 27, No. 4/2, pp. 1257–1261, 2009
- [Cam-07] Campbell, J. B. et al.
Two-Phase Cooling Method Using the R134a Refrigerant to Cool Power Electronic Devices
IEEE Trans. on Ind. Appl., Vol. 43, No. 3, pp. 648–656, 2007
- [Car-12] Carne, P. F.
Patentschrift „Dual Port Heat Pipe Structure For Switchgear“
US Patent 2013/0319024 A1
eingereicht 29. Mai 2012; veröffentlicht 05. Dezember 2013
- [Cha-07] Chartouni, D.; Lakner, M. und Cavaliere, G.
Performing at a higher level
ABB Review – Product innovations; 2007
- [Che-08] Cheng, C.-H. und Lin, H.-H.
Measurement of surface tension of epoxy resins used in dispensing process for manufacturing thin film transistor-liquid crystal displays
IEEE Transactions On Advanced Packaging, Vol. 31, No. 1, 2008

- [Cor-72] Corman, J. et al.
Patentschrift „Circuit breaker with heat pipe cooling means“;
US Patent 3 769 551
eingereicht 14. August 1972; veröffentlicht 30. Oktober 1973
- [Det-82] Dethlefsen R.; Egli A. und Feldman Jr., K.T.
Feasibility of an Insulating Heat Pipe for High Voltage Applications
IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, Vol. PAS-101, No. 9, pp. 3001–3008, 1982
- [DIN EN 60060-1] *„Hochspannungs-Prüftechnik – Teil 1: Allgemeine Begriffe und Prüfbedingungen“*
IEC 60060-1:2010
Deutsche Fassung EN 60060-1:2010
- [DIN EN 60060-2] *„Hochspannungs-Prüftechnik – Teil 2: Messsysteme“*
IEC 60060-2:2010
Deutsche Fassung EN 60060-2:2011
- [DIN EN 60156] *„Isolierflüssigkeiten – Bestimmung der Durchschlagspannung bei Netzfrequenz – Prüfverfahren“*
Deutsche Fassung EN 60156:1995
- [DIN EN 60247] *„Isolierflüssigkeiten – Messung der Permittivitätszahl, des dielektrischen Verlustfaktors ($\tan \delta$) und des spezifischen Gleichstrom-Widerstandes“*
Deutsche Fassung EN 60247:2004
- [DIN EN 60270] *„Hochspannungs-Prüftechnik – Teilentladungsmessungen“*
IEC 60270:2000
Deutsche Fassung EN 60270:2001
- [DIN EN 62271-1] *„Hochspannungs-Schaltgeräte und -Schaltanlagen Teil 1: Gemeinsame Bestimmungen“*
IEC 62271-1:2007/A1:2011
Deutsche Fassung EN 62271-1:2008/A1:2011
- [DIN IEC 60093] *„Prüfverfahren für Elektroisolierstoffe; Spezifischer Durchgangswiderstand und spezifischer Oberflächenwiderstand von festen, elektrisch isolierenden Werkstoffen“*
Deutsche Fassung HD 429 S1:1983

- [DIN ISO 2768-1] *„Allgemeintoleranzen; Toleranzen für Längen- und Winkelmaße ohne einzelne Toleranzeintragung“*
Deutsche Fassung DIN ISO 2768-1:1991-06
- [Dsc-15] Dschung, F. und Kindersberger, J.
Dielectric properties of refrigerants R134a and R227ea
19th Int. Symp. on High Voltage Engineering (ISH), Pilsen (CZ), Paper-ID 351, Session OD5, 2015
- [Dsc-15a] Dschung, F. und Kindersberger, J.
Dielectric Dissipation Factor and Resistivity of Liquid Refrigerants and Dependency on Temperature
IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 23, Issue 2, pp. 859–865, 2016
- [Fej-12] Feja, S.
Measurement of electrical properties of refrigerants and refrigerant-oil mixtures
International Journal of Refrigeration 35, pp. 1367–1371, 2012
- [Fel-91] Fellows, B.R.; Richard, R.G. und Shankland, I.R.
Electrical Characterization of Alternate Refrigerants
Les actes du XVIIIe Congrès international du froid, Vol. 2, pp. 398–402, 1991
- [Fra-10] Fraden, J.
Handbook of Modern Sensors – Physics, Designs, and Applications, Fourth Edition
Springer Verlag New York Heidelberg Dordrecht London, 2010
- [Fro-96] Fromm, R.
Experimentelle und theoretische Untersuchungen zur Leistungscharakteristik von Gravitationswärmerohren
Fortschr.-Ber. VDI Reihe 6 Nr. 345, Düsseldorf, VDI Verlag 1996
- [Gau-42] Gaugler, R. S.
Patentschrift „Heat Transfer Device“; US Patent 2 350 348
eingereicht 21. Dezember 1942; veröffentlicht 06. Juni 1944
- [Gbu-05] Gbur, A. M.
Determination of Dielectric Properties of Refrigerants
ASHRAE Conference Proceeding; 2005

- [Gil-99] Gillot, C.; Meysenc, L.; Schaeffer, C. und Bricard A.
Integrated Single and Two-Phase Micro Heat Sinks Under IGBT Chips
IEEE Trans. on Components, Packaging and Manufacturing Technology, Vol. 22, No. 3, pp. 384–389, 1999
- [Gre-97] Gregory, J. K. et al.
The Water Dipole Moment in Water Clusters
Science, New Series, Vol. 275, No. 5301, pp. 814–817, 1997
- [Gro-63] Grover, G. M.
Patentschrift „Evaporation-Condensation Heat Transfer Device“; US Patent 3 229 759
eingereicht 02. Dezember 1963; veröffentlicht 18. Januar 1966
- [Hai-10] Hainam D.; Richard J. W. und Hirst, J. D.
Microscopic structure of liquid 1-1-1-2-tetrafluoroethane (R134a) from Monte Carlo simulation
Physical Chemistry Chemical Physics, Issue 40, pp. 13266–13272, 2010
- [Hau-84] Hauschild, W. und Mosch, W.
Statistik für Elektrotechniker
VEB Verlag Technik Berlin, 1984
- [Her-00] Herr, M.
Einfluss thermofluidodynamischer Parameter auf den Betrieb von Gravitationswärmerohren
Dissertationschrift UniBw München 2000
- [Hev-15] http://www.hevac-heritage.org/victorian_engineers/perkins/perkins.htm
aufgerufen am 27. Februar 2015
genaue Bildquelle unbekannt
- [Hup-82] Huppert, H. E.
Flow and instability of a viscous current down a slope
Letters to Nature, Vol. 300, pp. 427–429, 1982
- [Jas-72] Jasper, J. J.
The Surface Tension of Pure Liquid Compounds
J. Phys. Chem. Ref. Data, Vol. 1, No. 4, pp. 841–1009, 1972

- [Jon-71] Jones, T. B.
The Feasibility of Electrohydrodynamic Heat Pipes
NASA Research Report Nr. „NASA-CR-114392, RR-1“, 1971
- [Kin-57] Kind, D.
Die Aufbaufläche bei Stoßspannungsbeanspruchung technischer Elektrodenanordnungen in Luft
Dissertationsschrift TH München 1957
- [Kin-95] Kind D. und Feser K.
Hochspannungs-Versuchstechnik
Vieweg+Teubner Verlag, 5. Auflage, 1995
- [Kir-39] Kirkwood, J. G.
The Dielectric Polarization of Polar Liquids
J. of Chem. Phys., Volume 7, pp. 911–919, 1939
- [Koc-96] Koch, G.
Untersuchungen zur Tropfenkondensation auf metallischen, hartstoffbeschichteten Oberflächen
Berichte zur Energie- und Verfahrenstechnik (BEV), H. 96.4.
ESYTEC, Erlangen; 1996
- [Koc-98] Koch, G.; Zhang, D.C. et al.
Study on plasma enhanced CVD coated material to promote dropwise condensation of steam
Int. J. Heat Mass Transfer 41, pp. 1899 – 1906, 1998
- [Kör-81] Köröso, G. und Kováts, E. sz.
Density and Surface Tension of 83 Organic Liquids
Journal of Chemical and Engineering Data, Vol. 26, No. 3,
pp. 323–332, 1981
- [Kri-14] G. Kitzrow; W. Wiebel, R.-D. Rogler und T. Schoenemann
Studies on the use of heat pipes in medium voltage switchgears
27th International Conference on Electrical Contacts,
Dresden, Germany, 2014
- [Küc-04] Küchler, A.
Hochspannungstechnik – Grundlagen, Technologie, Anwendungen
Springer Berlin Heidelberg New York, 2004

- [Lem-15] Lemmon, E.W.; McLinden, M.O. und Friend, D.G.
Thermophysical Properties of Fluid Systems
NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database
Number 69, Eds. P.J. Linstrom and W.G. Mallard, National
Institute of Standards and Technology, Gaithersburg MD, 20899,
<http://webbook.nist.gov>, (retrieved April 14, 2015)
- [Li-15] Li, J.; Tian, W. und Lv, L.
A thermosyphon heat pipe cooler for high power LEDs cooling
Heat and Mass Transfer, pp. 1–8, 2015
- [Lin-13] Lin, Z.; Shuangfeng W.; Shirakashi, R. und Zhang, L. W.
*Simulation of a miniature oscillating heat pipe in bottom heating
mode using CFD with unsteady modeling*
Int. Journal of Heat and Mass Transfer 57, pp. 642–656, 2013
- [Lip-14] Lips, S. und Lefèvre, F.
*A general analytical model for the design of conventional heat
pipes*
Int. Journal of Heat and Mass Transfer 72, pp. 288–298, 2014
- [Lov-78] Lovas, F. J.
Microwave spectral tables II. Triatomic molecules
J. Ph. Chern. Ref. Data, Vol. 7, No.4, pp. 1445–1750, 1978
- [Mar-05] Martienssen, W. und Warlimont H.
Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data
Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 2005
- [McA-89] McAllister, I. W.
The dielectric strength of 1,1,1,2-C₂H₂F₄ (Arcton 134a)
J. Phys. D: Appl. Phys. 22, pp. 1783–1784, 1989
- [Meu-01] Meurer, C.; Pietsch, G. und Haacke, M.
Electrical properties of CFC- and HCFC-substitutes
International Journal of Refrigeration 24, pp. 171–175, 2001
- [Mey-95] Meyer, C. und Morrison, G.
*Dipole Moments of Seven Partially Halogenated Ethane
Refrigerants*
J. Phys. Chem., Vol. 95, No. 9, pp. 3860–3866, 1991

- [Mic-98] Michalski, M.-C.; Hardy, J. und Saramago, B. J. V.
On the Surface Free Energy of PVC/EVA Polymer Blends: Comparison of Different Calculation Methods
Journal of colloid and interface science 208, pp. 319–328, 1998
- [Mon-87] *Montreal Protocol on Substances that Deplete the Ozone Layer (with annex).*
Verabschiedet in Montreal am 16. September 1987
- [Mos-79] Mosch W. und Hauschild W.
Hochspannungsisolierungen mit Schwefelhexafluorid
Verlag Technik, VEB, 1979
- [Mue-11] Mueller, Y.; Feja, S. und Grimm U.
Electrical properties of the liquid phase of refrigerant-/oil mixtures
Institut für Luft- und Kältetechnik Dresden, 2011
- [Nem-15] Nemec, P. und Malcho, M.
Visualization of working fluid flow in gravity assisted heat pipe
EPJ Web of Conferences, Vol. 92, Art. Nr. 02053, 2015
- [Ons-36] Onsager, L.
Electric Moments of Molecules in Liquids
J. of the American Chem. Society, Vol.58(8),
pp.1486–1493, 1936
- [Per-81] Perry, H. G. und Roberts, N. K.
Surface Tension of Mercury between 15 and 50 °C by the Sessile Drop Method
Journal of Chemical and Engineering Data, Vol. 26, No. 3,
pp. 266–268, 1981
- [PerJa-36] Perkins, J. und Perkins, A. M.
Patentschrift „Steam-engines; generating steam; evaporating and boiling fluids for certain purposes“; UK Patent No. 7059
London, 1836
- [PerLu-92] Perkins, L. P. und Buck, W. E.
Patentschrift „Improvements in devices for the diffusion of transference of heat“; UK Patent No. 22272
London, 1892

- [Poo-14] Pooyoo, N.; Kumar, S.; Charoensuk, J. und Suksangpanomrung, A.
Numerical simulation of cylindrical heat pipe considering non-Darcian transport for liquid flow inside wick and mass flow rate at liquid-vapor interface
Int. Journal of Heat and Mass Transfer 70, pp. 965–978, 2014
- [Raj-03] Raju, G. G.
Dielectrics in Electric Fields
Verlag Marcel Dekker Inc. New York, 2003
- [Rea-14] Reay, D. A. et al.
Heat Pipes – Theory, Design and Applications (Sixth Edition)
Elsevier Ltd., 2014
- [Rea-82] Reay, D. A.
The Perkins Tube – A Noteworthy Contribution To Heat Exchanger Technology
Heat Recovery Systems Vol. 2. No. 2, pp. 173–187, 1982
- [Rib-07] Ribeiro, A. P. C. et al.
Relative Permittivities of 1,1,1,2,3,3,3-Heptafluoropropane (HFC-227ea), 1,1,1,2,3,3-Hexafluoropropane (HFC-236ea), and 1,1,1,3,3-Pentafluorobutane (HFC-365mfc) in the Liquid Phase
J. Chem. Eng. Data 2007, No. 52, pp. 2041–2049
- [Roe-08] Roero, C.
Assessment of methods to reduce tonal emission from high voltage transmission lines during and after precipitation
Dissertationsschrift ETHZ 2008
- [Rui-84] Ruitter, J. P.
Cooling of oil-filled cable joints using heat pipes
IEE Proceedings, Vol. 131, Pt. C, No. 07, 1984
- [San-06] Santos, F. J. V.; Pai-Panandiker, R. S.; und Nieto de Castro, C. A.
Dielectric properties of alternative refrigerants
IEEE Trans. on Dielectrics and El. Insulation Vol. 13, No. 3, pp. 503–511, 2006

- [Sar-08] Sarmasti, E.; M.R. et al.
Effect of Aspect Ratio and Filling Ratio on Thermal Performance of an Inclined Two-Phase Closed Thermosyphon
Iranian Journal of Science & Technology, Transaction B, Engineering, Vol. 32, No. B1, pp. 39–51, 2008
- [Sau-11] Saums, D. L.
Applications of Vaporizable Dielectric Fluid Cooling for IGBT Power Semiconductors
Semiconductor Thermal Measurement and Management Symposium, San Jose (USA), pp. 253–264, 2011
- [Sen-13] Senjaya, R. und Inoue, T.
Bubble generation in oscillating heat pipe
Applied Thermal Engineering 60, pp. 251–255, 2013
- [Sen-13a] Senjaya, R. und Inoue, T.
Oscillating heat pipe simulation considering bubble generation Part I: Presentation of the model and effects of a bubble generation
Int. Journal of Heat and Mass Transfer 60, pp. 816–824, 2013
- [Sir-05] Šíra, M.; et al.
Surface modification of polyethylene and polypropylene in atmospheric pressure glow discharge
J. Phys. D: Appl. Phys. 38, pp. 621–627, 2005
- [Smi-14] Smitka, M.; Kolková, Z.; Nemeč, P. und Malcho, M.
Impact of the amount of working fluid in loop heat pipe to remove waste heat from electronic component
EPJ Web of Conferences, Vol. 67, Art. Nr. 02109, 2014
- [Sol-10] Solvay Fluor GmbH
Solkane[®]-Taschenbuch Kälte- und Klimatechnik
7. Auflage 02.10
- [Sol-14] Solvay Safety Data Sheet
SOLKANE[®]227ea
2014
- [Sol-15] Solvay Safety Data Sheet
SOLKANE[®]134a
2015

- [Sol-15a] Solvay Informationsbroschüre
*Solkane[®] 227 pharma and Solkane[®] 134a pharma – HFA
Propellants for Medical Use*
2015
- [Tan-94] Tantolin, C.; Lallemand M. und Eckes, U.
Experimental Study of Immersion Cooling for Power Components
Control '94, Int. Conf., Coventry (GB), Vol. 1, pp. 723–727, 1994
- [Tys-76] Tyson, W. R. und Miller, W. A.
*Surface free energies of solid metals – Estimation from liquid
surface tension measurements*
Surface Science 62, pp. 267–276, 1977
- [VDI-06] Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik
und Chemieingenieurwesen (GVC)
VDI-Wärmeatlas, zehnte Auflage
Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2006
- [Vit-98] Vitos, L. et al.
The surface energy of metals
Surface Science 411, pp. 186–202, 1998
- [Wan-13] Wang, P.; McCluskey, P. und Bar-Cohen A.
*Hybrid Solid- and Liquid-Cooling Solution for Isothermalization
of Insulated Gate Bipolar Transistor Power Electronic Devices*
IEEE Trans. on Components, Packaging and Manufacturing
Technology, Vol. 3, No. 4, pp. 601–611, 2013
- [Wol-57] Wolf, K. L.
*Physik und Chemie der Grenzflächen: Erster Band: Die
Phänomene im Allgemeinen*
Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, 1957
- [Zag-00] Zaghdoudi, M.C. und Lallemand, M.
*Study of the behaviour of a bubble in an electric field steady shape
and local fluid motion*
Int. J. Therm. Sci., Vol. 39, Issue 1, pp. 39–52, 2000

Anhang A Hintergründe der Simulationen

Anhang A.1 Wärmerohrstützer im Kessel; Abschnitt 3

Um das elektrische Feld des im Versuchskessel eingebauten Wärmerohrstützers samt Wärmeflussensor zu bestimmen, wurde das Programm FEMM in der Version 4.2 herangezogen. FEMM steht in diesem Zusammenhang für „Finite Element Method Magnetics“ und kann als Freeware unter <http://www.femm.info/wiki/HomePage> bezogen werden. Mit diesem Programm ist es möglich, zweidimensionale elektrostatische Fragestellungen zu analysieren, wobei ebenfalls Fälle berücksichtigt werden können, bei denen eine Zylindersymmetrie vorliegt oder die bezüglich der dritten Dimension translationsinvariant sind. Für die hier vorliegende Nachbildung wurde die zylindersymmetrische Option gewählt.

Ziel der Simulation war es, zu ermitteln, wie sich das elektrische Feld im Bereich der Bohrung durch den Stützisolator verhält. Darüber hinaus sollte das elektrische Feld im Bereich des Wärmeflussensors und der oberen Elektrode untersucht werden, um die feinen Thermodrähte, die aus dem Wärmeflussensor durch eine kleine Bohrung in der oberen Elektrode auf selbige geführt werden müssen (s. **Abb. 5.1**), möglichst in den Feldschatten der potentialführenden Elektrode zu legen. Damit soll sichergestellt sein, dass die Thermodrähte bei den Versuchen unter Hochspannung keinen Ausgangspunkt für die Entstehung von Teilentladungen darstellen. Dabei sei betont, dass es sich hierbei lediglich um eine Abschätzung handelt, da die genaue Auswirkung der Thermodrähte auf das elektrische Feld von einer zweidimensional ausgerichteten Simulation nicht erfasst werden kann.

Der Simulationsraum beschränkt sich in vertikaler Richtung von der Unterseite der unteren Elektrode bis 108 mm oberhalb der Schirmelektrode. Die Region unterhalb der auf Erdpotential befindlichen unteren Elektrode liegt im Feldschatten und ist daher aus feldtechnischer Sicht nicht von Interesse. Die obere Begrenzung ist durch den Übergang vom Kessel zur anschließenden Durchführung definiert. In radialer Richtung ergibt die auf Erdpotential befindliche Innenwand des Kessels eine natürliche Begrenzung. Dabei ist zu beachten, dass an dieser Stelle die Simulation von der Realität abweicht. So ist in Wirklichkeit der Kessel nicht rotationssymmetrisch und besitzt entlang seines Umfangs diverse Ausbuchtungen (s. **Abb. A.1**). Um nun nicht eine dreidimensionale Simulation durchführen zu müssen, wurde als maßgebliche Kontur die vertikale Schnittlinie durch den Kessel

gewählt, bei der der Abstand der Innenwand zur Versuchsanordnung minimal ausfällt. Diese konservative Vorgehensweise führt dazu, dass berechnete Feldstärken tendenziell überschätzt werden.



Abb. A.1: CAD-Modell des Versuchskessels.

Nachdem die Größe des Simulationsraums als äußere Begrenzung des Berechnungsgebiets festgelegt wurde, kann die Geometrie der im Versuchskessel liegenden Bauteile eingegeben werden (s. **Abb. A.2**). In diesem Zusammenhang sei auf die technischen Zeichnungen verwiesen, die mit Ausnahme derjenigen des Versuchskessels in **Anhang B** zu finden sind.

Ist dieser Schritt getan, ist allen Gebieten, welche als Dielektrikum aufzufassen sind, ihre relative Permittivität zuzuordnen. Während für den Epoxidharzformstoff $\epsilon_{r, EP} = 5$ angenommen wird, soll für den übrigen Gasraum $\epsilon_{r, gas} = 1$ gelten. Diese Eigenschaften sind als isotrop, linear und homogen anzusehen.

Nun sind die potentialführenden Flächen festzulegen. Es bietet sich in diesem Fall an, mittels Dirichlet-Randbedingungen das Potential der hochspannungsführenden Komponenten mit $\varphi_{HS} = 1 \text{ V}$ und das Potential aller geerdeten Teile mit $\varphi_{EE} = 0 \text{ V}$ zu definieren (s. **Abb. A.2**). Diese Definition ist willkürlich getroffen, ermöglicht jedoch eine spätere einfache Skalierbarkeit des berechneten Ergebnisses.

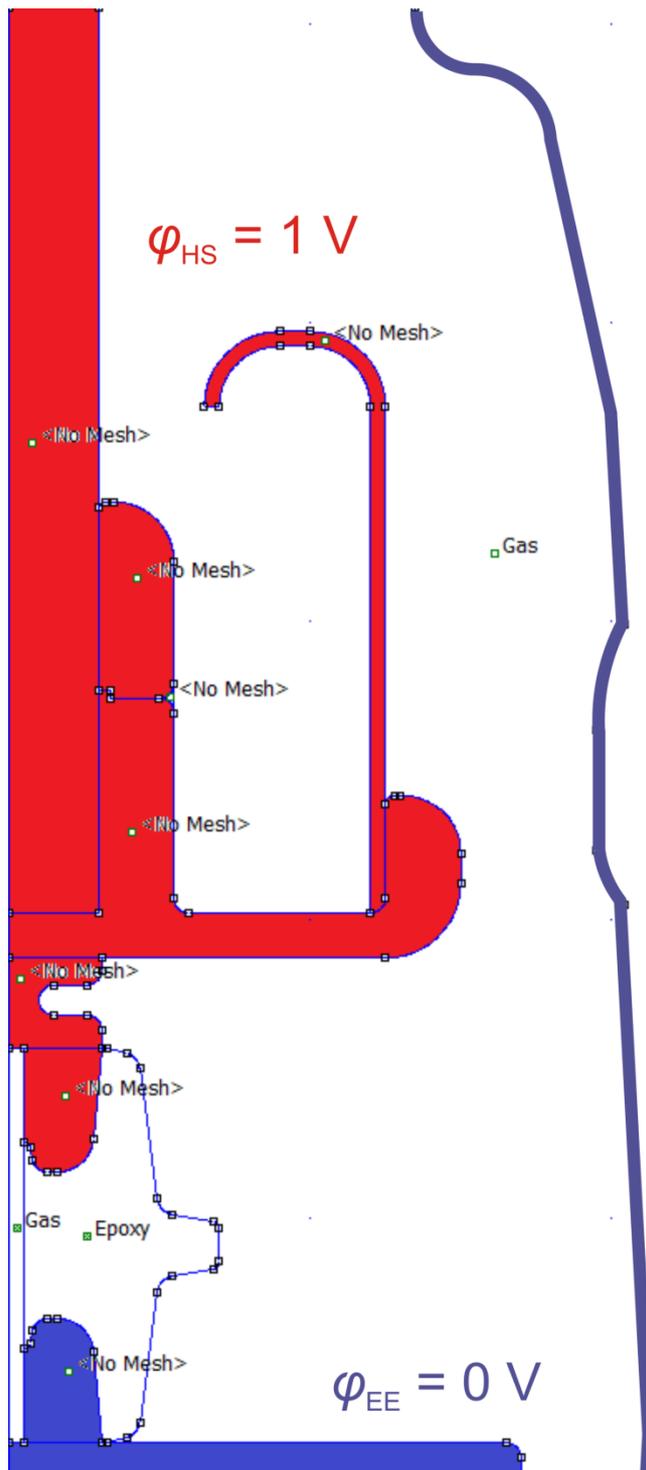


Abb. A.2: Geometrie der im Kessel liegenden Versuchsanordnung mit zugewiesenen Potentialen.

Für die Berechnung wird der Simulationsraum in finite Elemente unterteilt. Da es hierbei nicht sinnvoll ist, die potentialtragenden Strukturen zu vernetzen, müssen die betroffenen Gebiete bei FEMM mit dem Attribut <No Mesh> gekennzeichnet werden.

FEMM verwendet für die Vernetzung Dreieckselemente, deren Größe vom Benutzer vorgegeben werden kann, aber auch durch das Programm FEMM in Abhängigkeit der vorkommenden Krümmungsradien der Geometrie dynamisch bestimmt werden kann. Dabei wurde die manuelle Vorgabe der Dreiecksgröße auf 0,1 mm lediglich im Bereich des Wärmerohrstützers angewandt (s. **Abb. A.3**). Der kleinste in einem Dreieckselement vorkommende Winkel wurde hingegen global auf 30° festgelegt.

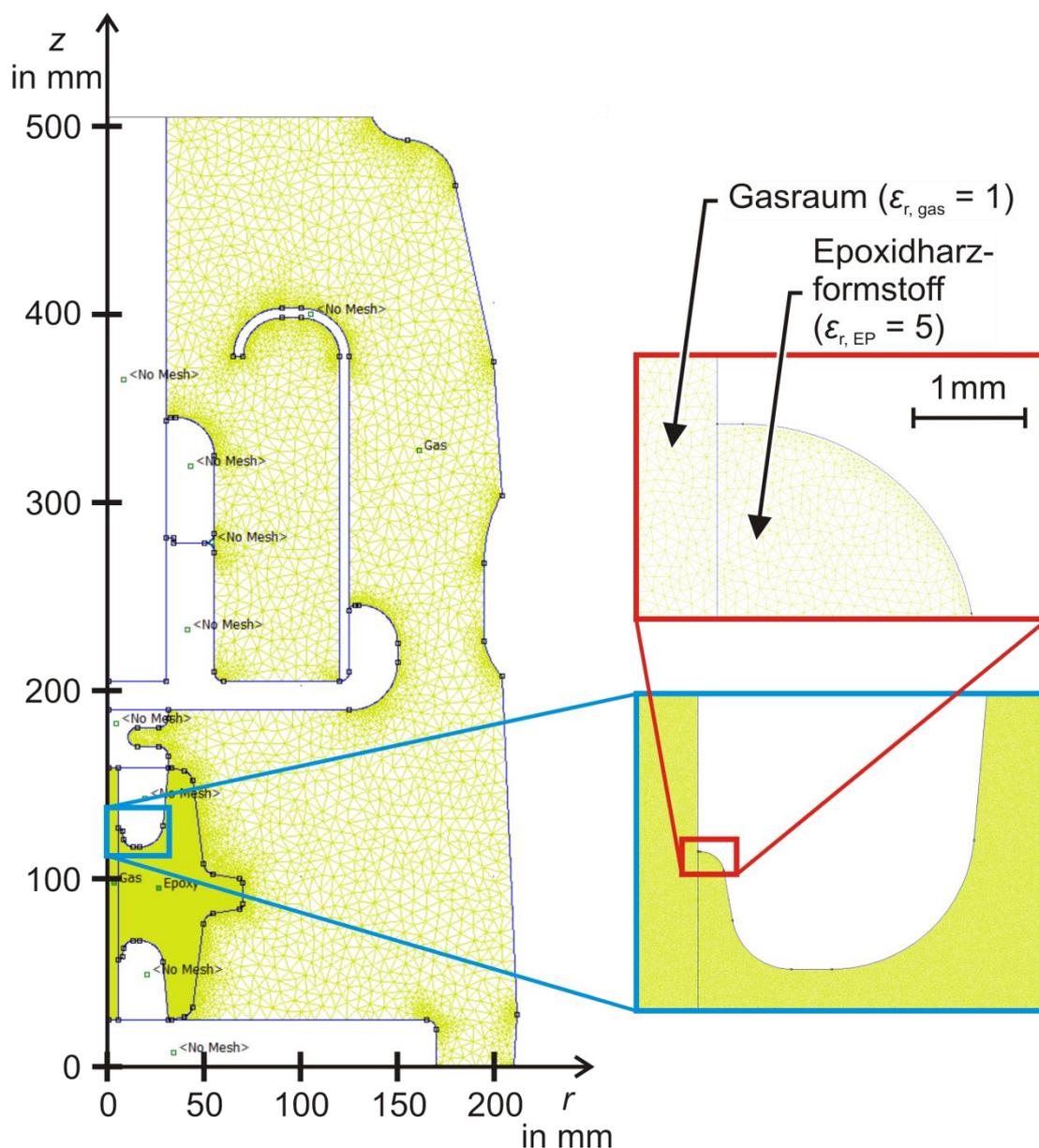


Abb. A.3: Generiertes Netz für den Wärmerohrstützer im Kessel, bestehend aus 491.053 Knoten und 976.330 Elementen.

Der Solver wurde so eingestellt, dass der Berechnungsprozess angehalten wurde, sobald sich die Potentiale zweier aufeinanderfolgenden Berechnungsdurchläufe in keinem Element um mehr als 10^{-8} unterschieden.

Anhang A.2 Wärmeleitfähigkeit Wärmerohrstützer, Abschnitt 6

Ein in die Konstruktionssoftware SolidWorks® eingebettetes Simulationspaket ermöglicht es, Bauteile bzw. aus Bauteilen zusammengesetzte Baugruppen hinsichtlich ihres Verhalten unter Belastung zu analysieren. Darunter können in diesem Zusammenhang unter Belastung z.B. Drücke und Kräfte verstanden werden. Darüber hinaus lassen sich in dieser Simulationsumgebung aber auch thermische Fragestellungen beantworten. Für eine realistische Nachbildung der Versuchsanordnung sind ebenfalls die durch Konvektion und Strahlung verursachten und über die Außenfläche des Wärmerohrstützers abgehenden Wärmeströme zu berücksichtigen.

Der durch Konvektion verursachte Wärmestrom \dot{Q}_{konv} wird in SolidWorks® gemäß dem nachstehenden Newtonschen Ansatz berechnet:

$$\dot{Q}_{\text{konv}} = \alpha \cdot A \cdot (\vartheta_A - \vartheta_{\text{Luft}}) \quad (\text{Gl. A.1})$$

mit

- α für den Wärmeübergangskoeffizient
- A für die Oberfläche
- ϑ_A für die Temperatur der Fläche
- ϑ_{Luft} für die Temperatur der Umgebungsluft

Der Wärmeübergangskoeffizient α ist nach [VDI-06] stark abhängig von geometrischen Verhältnissen. Da ferner nach [VDI-06] die Wärmeübertragung bei freier Konvektion durch Dichteunterschiede verursacht wird, die eine Folge von Temperaturunterschieden sind, ist das die Versuchsanordnung umgebende Fluid mit zu berücksichtigen. Aus diesem Grund handelt es sich bei der Temperatur der Umgebungsluft ϑ_{Luft} nicht um eine im Berechnungsraum globale Konstante. Stattdessen ist ϑ_{Luft} eine ortsabhängige Größe, wobei das Temperaturfeld $\vartheta_{\text{Luft}} = \vartheta_{\text{Luft}}(x, y, z)$, hier mit x , y und z als Raumkoordinaten, berechnet werden muss.

Die Strahlung wird berechnet auf Grundlage des Stefan-Boltzmann-Gesetzes

$$\dot{Q}_{\text{str}} = \sigma \cdot A \cdot \varepsilon \cdot (\vartheta_A^4 - \vartheta_{\text{Luft}}^4) \quad (\text{Gl. A.2})$$

mit

- σ für die Stefan-Boltzmann-Konstante
- A für die Oberfläche des Oberflächenelements
- ε für den Emissionskoeffizient
- ϑ_A für die Temperatur der Fläche
- ϑ_{Luft} für die Temperatur der Umgebungsluft

Dabei wird angenommen, dass es sich bei den abstrahlenden Objekten jeweils um graue Strahler handelt. Für die Emissionsfaktoren ε wurden die in **Tab. A.1** angeführten Werte verwendet. Da alle aus Aluminium bestehenden Komponenten (untere und obere Elektrode sowie der Wärmeflussensor) über eine polierte Oberfläche verfügen, ist hier ein einheitlicher Ansatz möglich.

Tab. A.1: *In der Simulation verwendete Emissionsfaktoren.*
Quelle: a: [Fra-10]

Material	Emissionsfaktor ε
poliertes Aluminium ^a	0,05
Epoxidharzformstoff ^a	0,95

Die in **Abb. 6.14** dargestellte Geometrie wurde im Rahmen der Vernetzung in 614.141 Elemente diskretisiert. Für die Berücksichtigung der durch Konvektion bedingten Wärmeströme wurde die Geometrie zentral eingebettet in ein würfelförmiges Fluidvolumen mit einer Kantenlänge von 2260 mm. Während dieses Fluidvolumen in 934.462 einzelne Elemente unterteilt wurde, ergaben sich aufgrund des Umstands, dass SolidWorks® das Meshing auf Grundlage eines kartesischen Koordinatensystems erstellt, weiterhin 557.566 sogenannte partielle Zellen im Übergangsbereich zwischen dem Festkörper der Geometrie und der angrenzenden Fluidumgebung. Es kann gezeigt werden, dass eine weitergehende Netzverfeinerung sich nicht auf das Ergebnis der Berechnungen auswirkt.

Die anschließende Berechnung erfolgte über das CFD-Modul Flow Simulation® auf Basis einer Finiten Volumen Methode mit den in **Abb. 6.14** gegebenen Randbedingungen, wobei die Anfangstemperatur des die Anordnung umgebenden Fluidvolumens auf 20°C eingestellt wurde.

Anhang A.3 Feldrechnung für Ablaufexperiment, Abschnitt 8

Während der Konstruktionsphase des Experiments zum Ablaufverhalten des flüssigen R134a wurde das Simulationsprogramm FEMM verwendet, um die Versuchsanordnung derart zu konstruieren, so dass sich ein möglichst homogenes Hintergrundfeld über die Ablaufstrecke ergibt. Dabei stellte sich unter anderem heraus, dass der in **Abb. 8.6** gezeigte HS-Gewindebolzen sowie die Hülse, mit der der Prüfkörper mit der Erdelektrode verschraubt wird, aus einem leitfähigem Material zu fertigen sind, um so das Hochspannungspotential in Richtung des Elektrodenzwischenraums zu verlagern.

Der Simulationsraum wurde in axialer Richtung auf ein 100 mm langes Stück begrenzt, das einen Ausschnitt aus dem Schauglas darstellen soll. Da das Schauglas einen Innendurchmesser von 80 mm aufweist, bietet es sich an, den Simulationsraum in radialer Richtung auf 40 mm zu begrenzen.

Nach erfolgter Eingabe der Geometrie werden analog zu **Anhang A.1** allen Flächen Potentiale zugewiesen, die für die spätere Berechnung als Randbedingungen dienen. Dabei wurde in Abweichung zu realen Gegebenheiten der Innenwand des Glaskörpers das Potential der Erdelektrode zugewiesen (s. **Abb. A.4**). In Wirklichkeit befinden sich erst die ein wenig weiter entfernt liegenden Verstärkungsstreben auf Erdpotential (s. **Abb. 8.5**). Dadurch ergeben sich auch hier für die Simulation strengere Bedingungen, so dass die elektrische Feldstärke zwischen potentialführenden Komponenten und dem Glaskörper tendenziell überschätzt werden.

Während wie bei **Anhang A.1** die relative Permittivität des Epoxidharzformstoffs zu $\epsilon_{r, EP} = 5$ angenommen wird, wird das ablaufende flüssige R134a als 0,1 mm dicke Schicht nachgebildet, bei der die relative Permittivität auf $\epsilon_{r, fl} = 9$ eingestellt wird. Dieser Wert ergibt sich aufgrund des Umstands, dass die Versuche bei Raumtemperatur durchgeführt werden sollten (vgl. **Abb. 4.32**). Für alle übrigen Gasräume gilt hingegen $\epsilon_{r, gas} = 1$.

Bezüglich der Vernetzungsparameter ist festzuhalten, dass die Obergrenze für die Elementgröße im Bereich der Flüssigkeitsschicht sowie des darüber liegenden Gasraums manuell auf 0,05 mm eingestellt wurde. Für den Epoxidharzformstoff wurden 0,2 mm als ausreichend erachtet. Der übrige Gasraum wurde mit einer maximalen Elementgröße von 0,5 mm vernetzt. Auch hier wurde der kleinste in einem Dreieckselement vorkommende Winkel auf 30° festgelegt. Das auf diese Weise generierte Netz ist in **Abb. A.5** dargestellt.

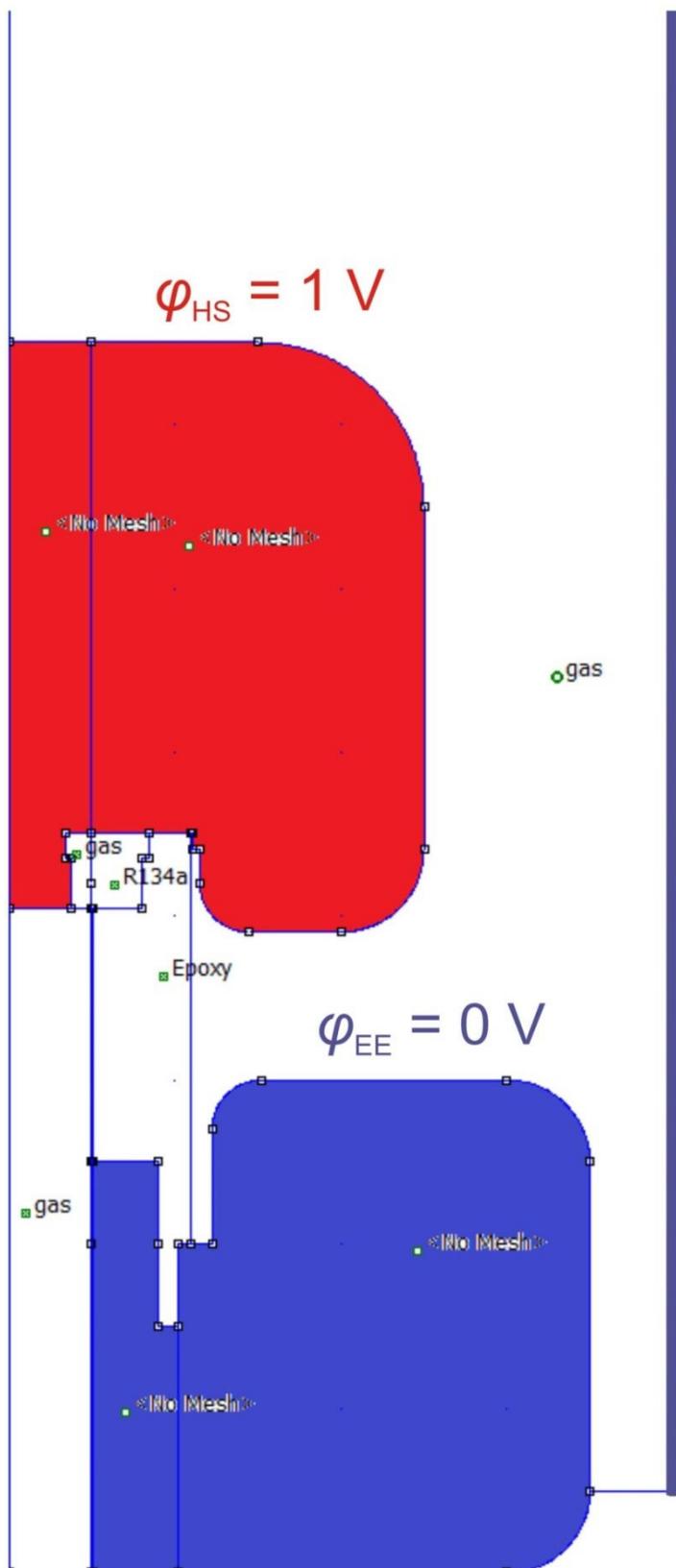


Abb. A.4: Geometrie der im Kessel liegenden Versuchsanordnung mit zugewiesenen Potentialen.

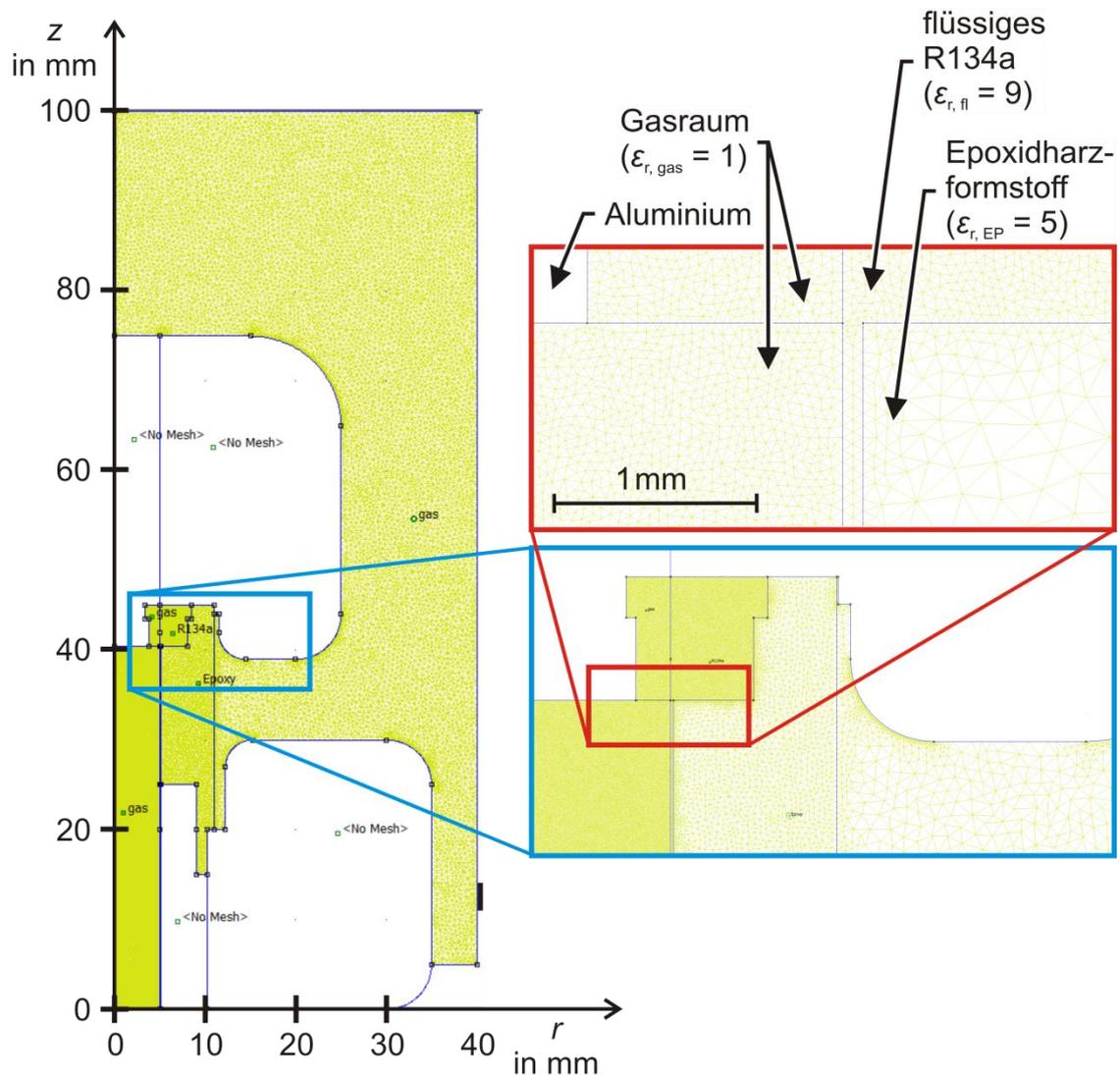


Abb. A.5: Generiertes Netz für den Wärmerohrstützer im Kessel, bestehend aus 107.325 Knoten und 211.613 Elementen.

In **Abb. A.6** ist das berechnete Potentialfeld der Versuchsanordnung zu sehen. Die Berechnungsgrenze wurde analog zu **Anhang A.1** auf 10^{-8} eingestellt.

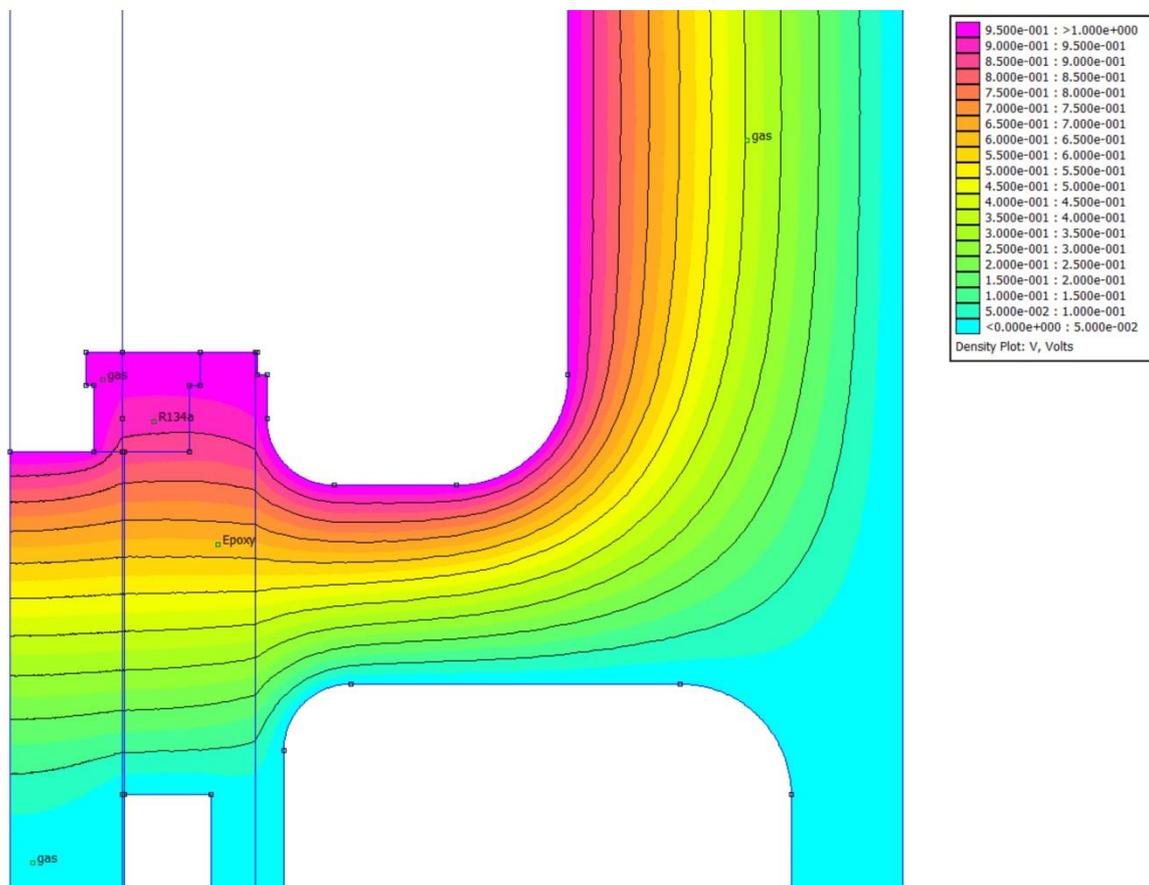


Abb. A.6: Elektrische Potentialverteilung inkl. Äquipotentiallinien in 10 %-Abstufung.

Anhang A.4 Bestimmung des Ablaufgeschwindigkeit des Kondensats

Am oberen Ende des Wärmerohrs kondensiert die gasförmige Strömung und läuft als Flüssigkeitsfilm ab. Über den Wärmefluss \dot{Q} ergibt sich in Verbindung mit der Verdampfungsenthalpie Δh ein Massenstrom \dot{m} , der innerhalb des Wärmerohrs umgesetzt wird. Da es sich bei dem Wärmerohr um ein geschlossenes System handelt, ist die Annahme gerechtfertigt, dass der Massenstrom für die aufsteigende gasförmige Phase dem der ablaufenden flüssigen Phase entspricht. In diesem Zusammenhang ist es von Interesse, abschätzen zu können, mit welcher mittleren Geschwindigkeit das Kondensat abläuft und wie hoch der Flüssigkeitsfilm ausfällt. Beide Größen sind im Wesentlichen abhängig von der dynamischen Viskosität μ und der Massendichte des ablaufenden Mediums ρ . Dabei gilt, dass je geringer die dynamische Viskosität μ bzw. je größer die Massendichte der Flüssigkeit ρ bei gegebenem Massenstrom \dot{m} ausfällt, desto schneller die Geschwindigkeit der Flüssigkeit u und desto geringer die Höhe der Flüssigkeitsschicht h ausfallen wird.

Um diese Abschätzung ohne eine Mehrphasenströmungssimulation treffen zu können, soll die Wechselwirkung zwischen der gasförmigen und flüssigen Phase im Wärmerohr vernachlässigt werden. Zwar legen die in **Abschnitt 6.6** dargestellten Ergebnisse den Schluss nahe, dass die Wechselwirkung zwischen der gasförmigen und der flüssigen Phase durchaus von Relevanz für die Leistungsfähigkeit des Wärmerohrs ist. So zeigt sich beim geneigten Wärmerohrstützer, bei dem sich das ablaufende Kondensat in einem Rinnsal konzentriert und sich somit die Wechselwirkungsgrenzfläche verringert, ein signifikant höherer Wärmestrom über das Wärmerohr. Da allerdings der Wärmestrom im Fall des geneigten Wärmerohrs trotz alledem nicht um mehrere Größenordnung über dem des senkrecht stehenden Wärmerohrs liegt, kann davon ausgegangen werden, dass obgleich dieser Vereinfachung das Ergebnis der Berechnung aussagekräftig ist und bezüglich der Größenordnung den realen Gegebenheiten entspricht.

Weiterhin soll von einer konstanten mittleren Temperatur von $\vartheta = 62^\circ\text{C}$ entlang der kompletten Ablaufstrecke ausgegangen werden, so dass die Temperaturabhängigkeit der Massendichte (s. **Abb. 4.10**) und die damit einhergehende Volumenänderung nicht berücksichtigt werden muss. Der dadurch entstehende Fehler beträgt bei einer Temperatur der unteren Elektrode von $\vartheta_{\text{uE}} = 90^\circ\text{C}$ maximal $\pm 20\%$.

Unter Beachtung der beiden vorstehenden Vereinfachungen kann der bei einer mittleren Temperatur von $\vartheta = 62^\circ\text{C}$ und einem Wärmestrom von $\dot{Q} = 65\text{ W}$ ermittelte Massenstrom $\dot{m}_{62,0^\circ\text{C}}$, welcher sich gemäß (Gl. 6.5) zu $0,48\text{ g/s}$ ergibt, über

die Massendichte, die nach Lemmon [Lem-15] $\rho_{62,0^\circ\text{C}} \approx 1042 \text{ kg/m}^3$ beträgt, in einen Volumenstrom \dot{V}_0 an flüssigem R134a umgerechnet werden, der am oberen Ende des Wärmerohrs einsetzt. Hierbei gilt:

$$\dot{V}_0 = \frac{\dot{m}_{62,0^\circ\text{C}}}{\rho_{62,0^\circ\text{C}}} \approx 460 \frac{\text{mm}^3}{\text{s}} \quad (\text{Gl. A.3})$$

Huppert [Hup-82] stellt für den Fall, dass eine Flüssigkeit mit gegebener dynamischer Viskosität μ und Massendichte ρ über eine Rampe der Breite l_0 abfließt, welche gegenüber der Horizontalen um den Winkel ϕ geneigt ist (s. **Abb. A.7**), eine nichtlineare, partielle Differentialgleichung auf, mit der sowohl die Höhe des Flüssigkeitsfilms h als auch dessen Ablaufgeschwindigkeit u berechnet werden kann. Diese Gleichung soll im Folgenden hergeleitet und auf die Gegebenheiten im Wärmerohr übertragen werden.

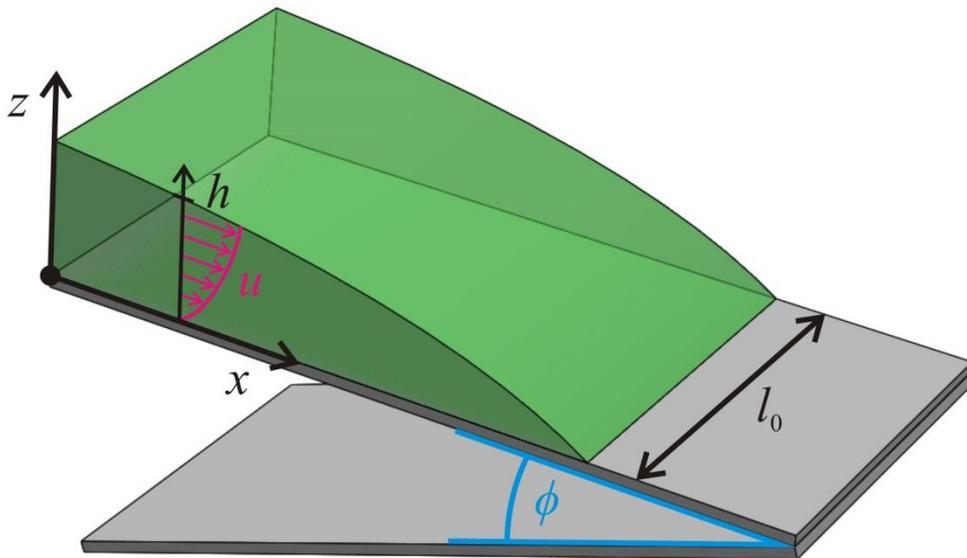


Abb. A.7: Modellvorstellung für die ablaufende Flüssigkeit über eine Rampe der Breite l_0 , die um den Neigungswinkel ϕ geneigt ist.

Die gegebene Problemstellung lässt sich durch die in (Gl. A.4) dargestellte allgemeine eindimensionale Navier-Stokes Gleichung erfassen

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{\rho} f + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (\text{Gl. A.4})$$

mit

- u für die Geschwindigkeit
- f für die Volumenkraftdichte
- μ für die dynamische Viskosität
- ρ für die Massendichte

und

- x für die Koordinate in Fließrichtung
- z für die Koordinate senkrecht zur Fließrichtung
- t für die Zeit

Da auf das Kondensat im Wesentlichen die Gravitationskraft wirkt, ergibt sich die Volumenkraftdichte f zu

$$f = \rho g \cdot \sin(\phi) \quad (\text{Gl. A.5})$$

mit

- ρ für die Massendichte
- g für die Normalfallbeschleunigung
- ϕ für den Neigungswinkel der Anordnung, wobei 90° die senkrechte Position darstellt

Weiter ist zu beachten, dass der Term $\frac{\partial u}{\partial t}$ in (Gl. A.4) eine Beschleunigung repräsentiert und nur bei transienten Vorgängen von Relevanz ist. Der Term $u \frac{\partial u}{\partial x}$, auch Konvektionsterm genannt, ist ein Maß für die Turbulenz in einem System. Da die ablaufende Flüssigkeit als inkompressibel angenommen werden kann, gilt $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$. Damit lässt sich (Gl. A.4) unter der Annahme, dass das Kältemittel im Wärmerohr im stationären Zustand laminar abläuft, unter Berücksichtigung von (Gl. A.5) folgendermaßen vereinfachen:

$$0 = \frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{\rho} + \frac{\mu \partial^2 u}{\rho \partial z^2} \quad (\text{Gl. A.6})$$

Als Lösung dieser Differenzialgleichung (Gl. A.6) ergibt sich durch zweifache Integration (Gl. A.7):

$$u = -\frac{\rho g \cdot \sin(\phi) z^2}{\mu} + C_1 z + C_0 \quad (\text{Gl. A.7})$$

Da davon ausgegangen werden kann, dass die unmittelbar an der Feststoffoberfläche liegende Flüssigkeitsschicht nicht in Bewegung ist („no slip“-Bedingung), also $u(z = 0) = 0$ gilt, ergibt sich die Integrationskonstante C_0 zu 0. Weiterhin gilt für die freie Oberfläche des ablaufenden Fluids gegenüber der Umgebung aufgrund der als laminar angenommenen Strömung $\frac{\partial u}{\partial z}(z = h) = 0$, wodurch die Integrationskonstante C_1 den Wert $\frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{\mu} \cdot h$ annimmt. Unter Berücksichtigung dieser Randbedingungen ergibt sich (Gl. A.8).

$$u = \frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{\mu} \cdot h \cdot \left(z - \frac{z^2}{2h} \right) \quad (\text{Gl. A.8})$$

Hierbei stellt $h = h(x, t)$ die lokale, zeitveränderliche Höhe der Flüssigkeitsschicht dar.

Weil entlang der Ablaufstrecke kein zusätzlicher zu- oder abgehender Fluidstrom existiert, gilt mit Ausnahme der Stelle $x = 0$ nachfolgende Kontinuitätsgleichung:

$$\underbrace{l_0 \cdot \int_0^{h(x)} u \, dz}_{\text{A: Volumenstrom an der Stelle } x} = \underbrace{l_0 \cdot \int_0^{h(x+\Delta x)} u \, dz}_{\text{B: Volumenstrom an der Stelle } x+\Delta x} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (l_0 h(\xi) \Delta x)}_{\text{zeitliche Änderung des Volumens zwischen } x \text{ und } x+\Delta x} \quad (\text{Gl. A.9})$$

mit

- $x \leq \xi \leq x + \Delta x$

Da demgegenüber an der Stelle $x = 0$ ein äußerer Volumenfluss \dot{V}_0 in das System hineinfließt, erweitert sich (Gl. A.9) zu

$$\dot{V}_0 + l_0 \cdot \int_0^{h(x)} u \, dz = l_0 \cdot \int_0^{h(x+\Delta x)} u \, dz + \frac{\partial}{\partial t} (l_0 h(\xi) \Delta x) \quad (\text{Gl. A.10})$$

mit

- $x \leq \xi \leq x + \Delta x$

In diesem Zusammenhang ist Δx ein infinitesimal großes Element entlang der Strömungsrichtung. Dieser Sachverhalt ist in **Abb. A.8** illustriert:

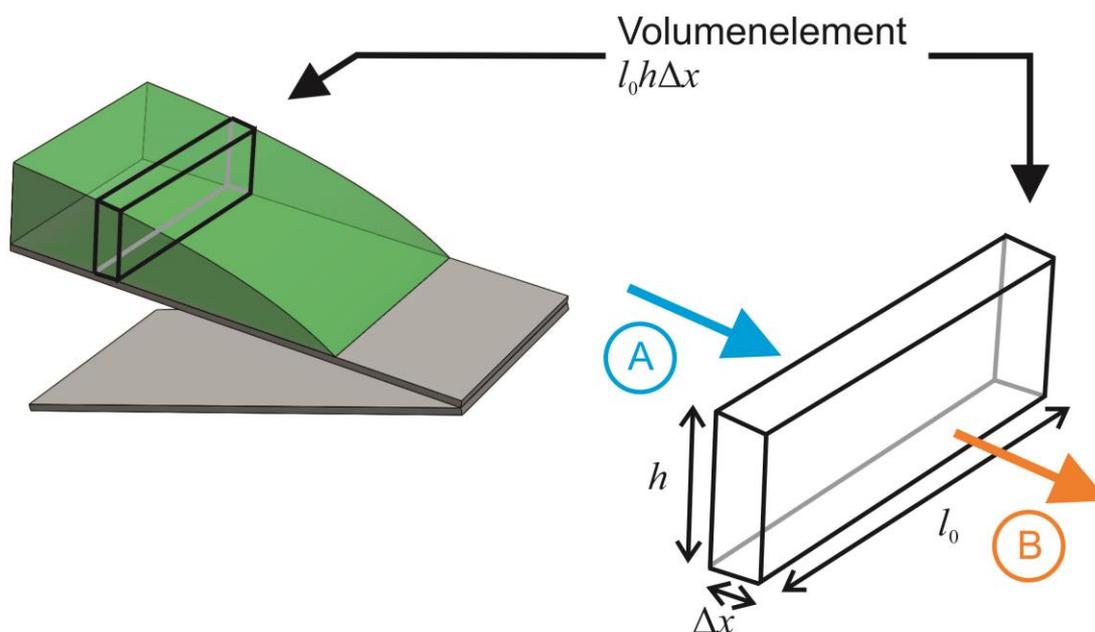


Abb. A.8: Darstellung der Kontinuitätsbedingung innerhalb eines Volumenelements mit den Abmessungen $l_0 h \Delta x$. Für die Definition der mit A und B bezeichneten Volumenströme siehe (Gl. A.9).

Das Integral $\int_0^{h(x)} u dz$ lässt sich unter Verwendung von (Gl. A.8) wie folgt auswerten:

$$\int_0^{h(x)} u dz = \frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{\mu} \cdot h \cdot \left(\frac{h^2}{2} - \frac{h^2}{6} \right) = \frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{3\mu} \cdot h^3 \quad (\text{Gl. A.11})$$

Damit ergibt sich für den Grenzübergang $\Delta x \rightarrow 0$ für $x > 0$

$$0 = \frac{\partial}{\partial x} \left(l_0 \cdot \underbrace{\int_0^{h(x)} u dz}_{= \frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{3\mu} \cdot h^3} \right) + \frac{\partial}{\partial t} (l_0 h) \quad (\text{Gl. A.12})$$

bzw. für $x = 0$

$$\frac{\dot{V}_0}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(l_0 \cdot \frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{3\mu} \cdot h^3 \right) \Big|_{x=0} + \frac{\partial}{\partial t} (l_0 h) \Big|_{x=0} \quad (\text{Gl. A.13})$$

Für den Fall, dass das Medium statt über einer Rampe entlang der Wandung eines Zylinders fließt, gilt $l_0 = 2\pi r_0$, wobei r_0 für den Radius des Zylinders steht.

Unter Berücksichtigung von (Gl. A.11) kann (Gl. A.12) auch folgendermaßen geschrieben werden:

$$0 = l_0 \frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{3\mu} \frac{\partial}{\partial x} (h^3) + l_0 \frac{\partial h}{\partial t} \quad (\text{Gl. A.14})$$

Wird dabei der Differentialoperator $\frac{\partial}{\partial x}$ in (Gl. A.14) angewendet, ergibt sich

$$0 = \frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{\mu} h^2 \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{\partial h}{\partial t} \quad (\text{Gl. A.15})$$

Diese Darstellung der Differentialgleichung findet sich bei Huppert [Hup-82].

Die nichtlineare, partielle Differentialgleichung (Gl. A.15) kann für $h = h(x, t)$ nur numerisch gelöst werden. Hierzu ist sowohl die axiale Koordinate x wie auch die temporale Koordinate t mit der Schrittweite Δx bzw. Δt zu diskretisieren. Es gilt also

$$h(x, t) \rightarrow h(i, k) \quad (\text{Gl. A.16})$$

mit

- $x = i\Delta x$
- $t = k\Delta t$

Wenn $t_{k-1} = (k-1)\Delta t$ den aktuellen Zeitschritt (bekannt) und $t_k = k\Delta t$ den nächsten Zeitschritt (noch zu bestimmen) darstellen, lautet die algebraische Gleichung, die aus der Diskretisierung von (Gl. A.15) resultiert

$$0 \approx \frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{\mu} h^2 \frac{h(i, k) - h(i-1, k)}{\Delta x} + \frac{h(i, k) - h(i, k-1)}{\Delta t} \quad (\text{Gl. A.17})$$

Hierbei kann der Term $h^2 \frac{h(i, k) - h(i-1, k)}{\Delta x}$ für den Fall $x > 0$ angenähert werden durch

$$\begin{aligned} h^2 \frac{h(i, k) - h(i-1, k)}{\Delta x} \\ \approx \frac{(h(i, k-1))^2 h(i, k) - (h(i-1, k-1))^2 h(i-1, k)}{\Delta x} \end{aligned} \quad (\text{Gl. A.18})$$

Damit gilt

$$\begin{aligned} h(i, k-1) \approx \left[\frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{\mu} (h(i, k-1))^2 \frac{\Delta t}{\Delta x} + 1 \right] h(i, k) \\ + \left[-\frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{\mu} (h(i-1, k-1))^2 \frac{\Delta t}{\Delta x} \right] h(i-1, k) \end{aligned} \quad (\text{Gl. A.19})$$

Für die Stelle $x = 0$ ändert sich die diskretisierte Gleichung im Vergleich zu (Gl. A.19) nur geringfügig:

$$\begin{aligned} h(i, k-1) + \frac{\Delta t \dot{V}_0}{\Delta x l_0} \\ \approx \left[\frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{\mu} (h(i, k-1))^2 \frac{\Delta t}{\Delta x} + 1 \right] h(i, k) \\ + \left[-\frac{\rho g \cdot \sin(\phi)}{\mu} (h(i-1, k-1))^2 \frac{\Delta t}{\Delta x} \right] h(i-1, k) \end{aligned} \quad (\text{Gl. A.20})$$

Das sich aus (Gl. A.19) und (Gl. A.20) ergebende Gleichungssystem ist anschließend für jeden Zeitschritt k zu lösen.

Wird für das senkrecht stehende Wärmerohr die maximale Höhe des ablaufenden Flüssigkeitsfilms und dessen Ablaufgeschwindigkeit berechnet, ergibt sich ein Wert von 0,08 mm bzw. 270 mm/s. Dabei muss beachtet werden, dass aus der dargestellten Berechnungsmethode keine Aussage für das geneigte Wärmerohr abgeleitet werden kann, da sich in diesem Fall das Kondensat nicht gleichmäßig über den Umfang des Wärmerohrs verteilt und sich stattdessen in Form eines Rinnsals konzentriert.

Anhang B Technische Zeichnungen

Anhang B.1 Untere Elektrode

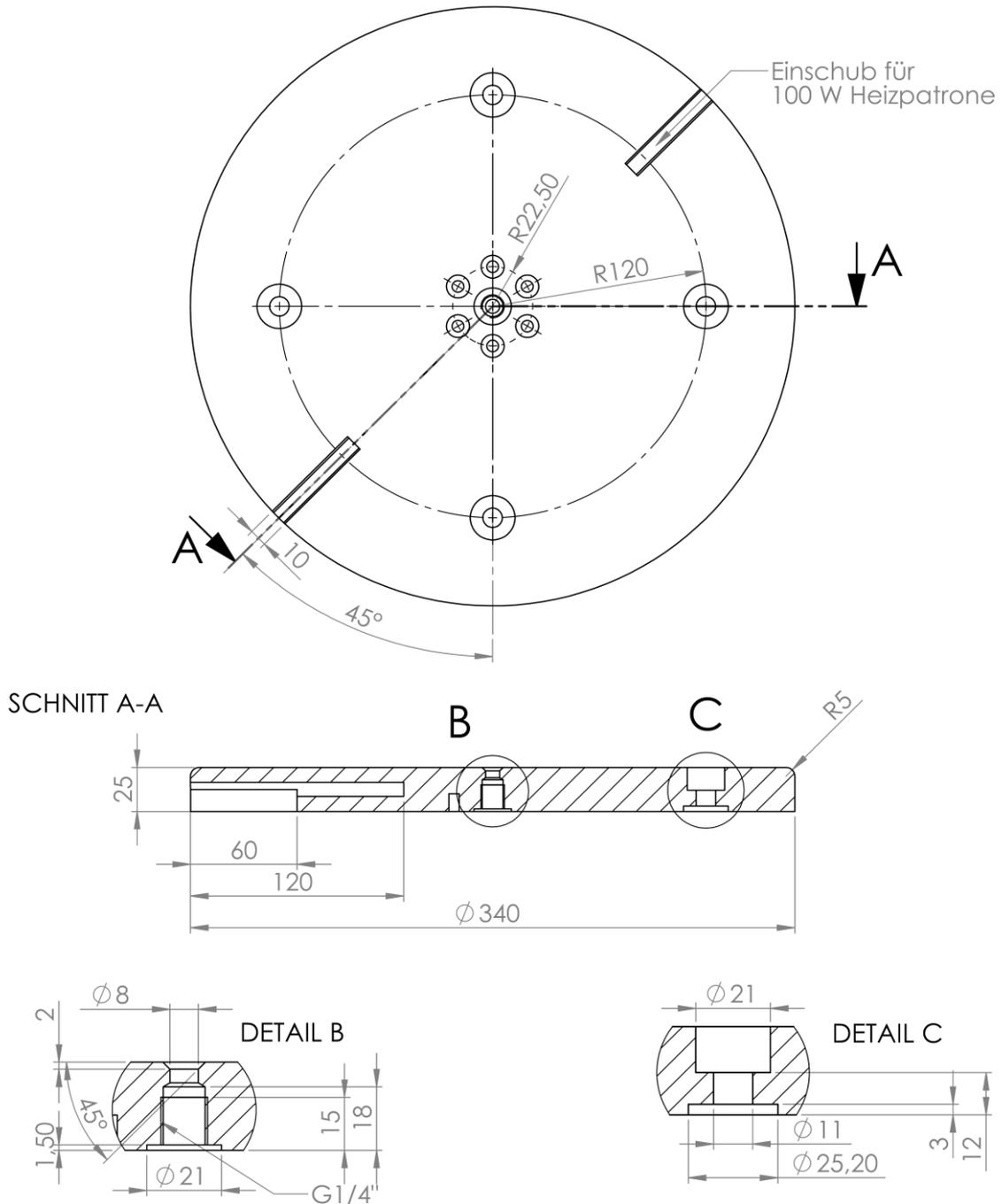


Abb. B.1: Technische Zeichnung der unteren Elektrode. Zulässige Abweichungen gemäß Toleranzklasse *f*, [DIN ISO 2768-1].

Anhang B.2 Obere Elektrode

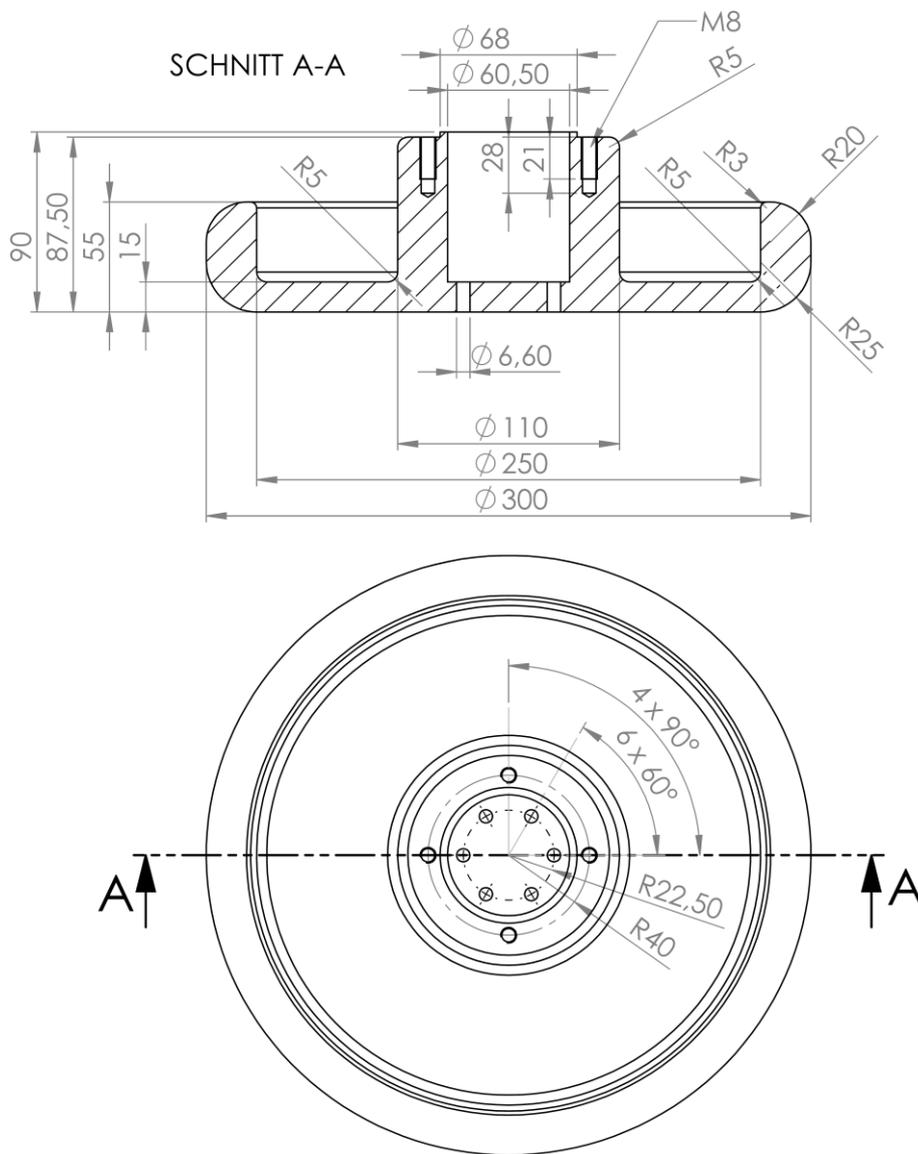


Abb. B.2: Technische Zeichnung der oberen Elektrode. Zulässige Abweichungen gemäß Toleranzklasse f, [DIN ISO 2768-1].

Anhang B.3 Schirmelektrode

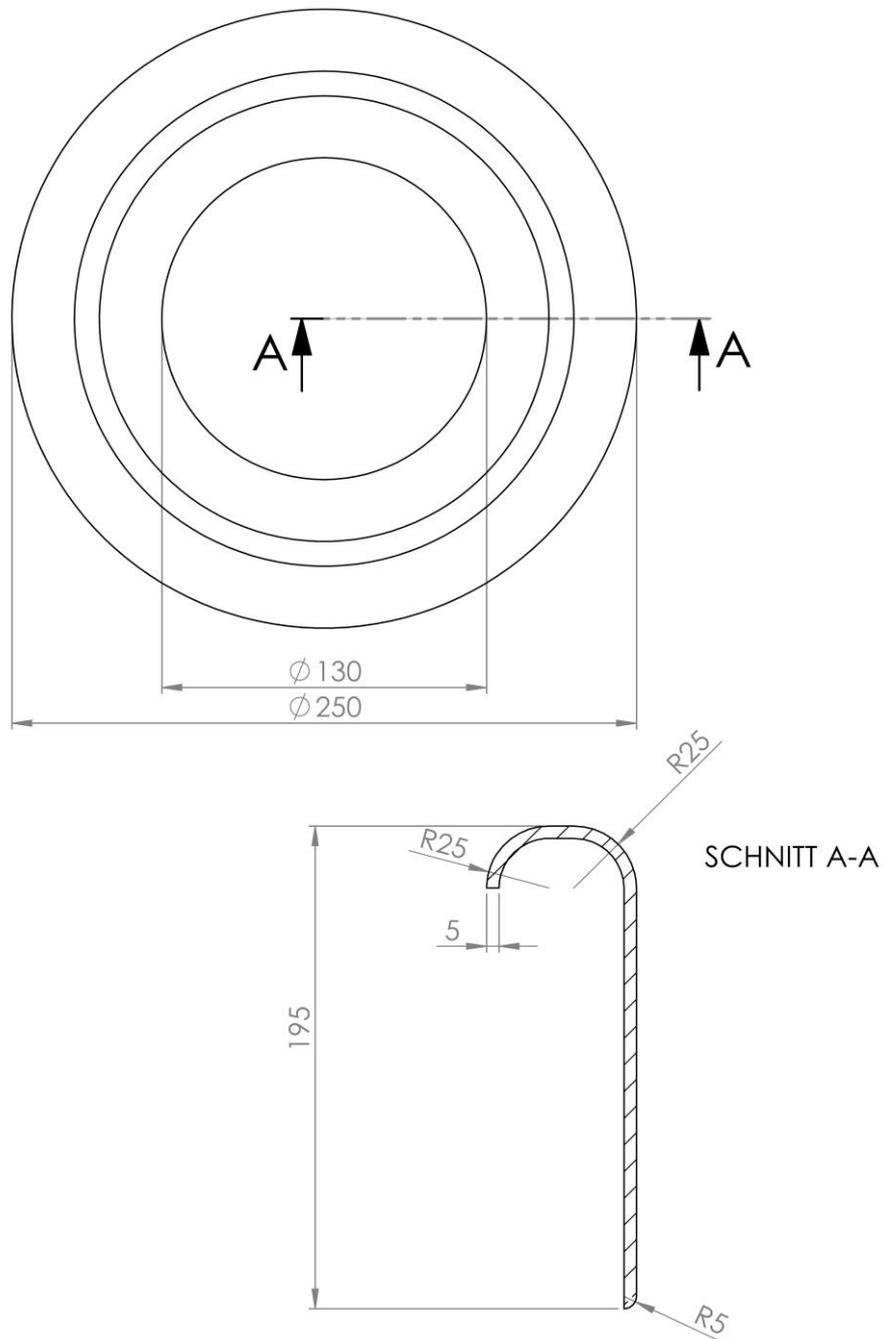


Abb. B.3: Technische Zeichnung der Schirmelektrode. Zulässige Abweichungen $+0 \text{ mm} / -1 \text{ mm}$.

Anhang B.4 Wärmeflussensor

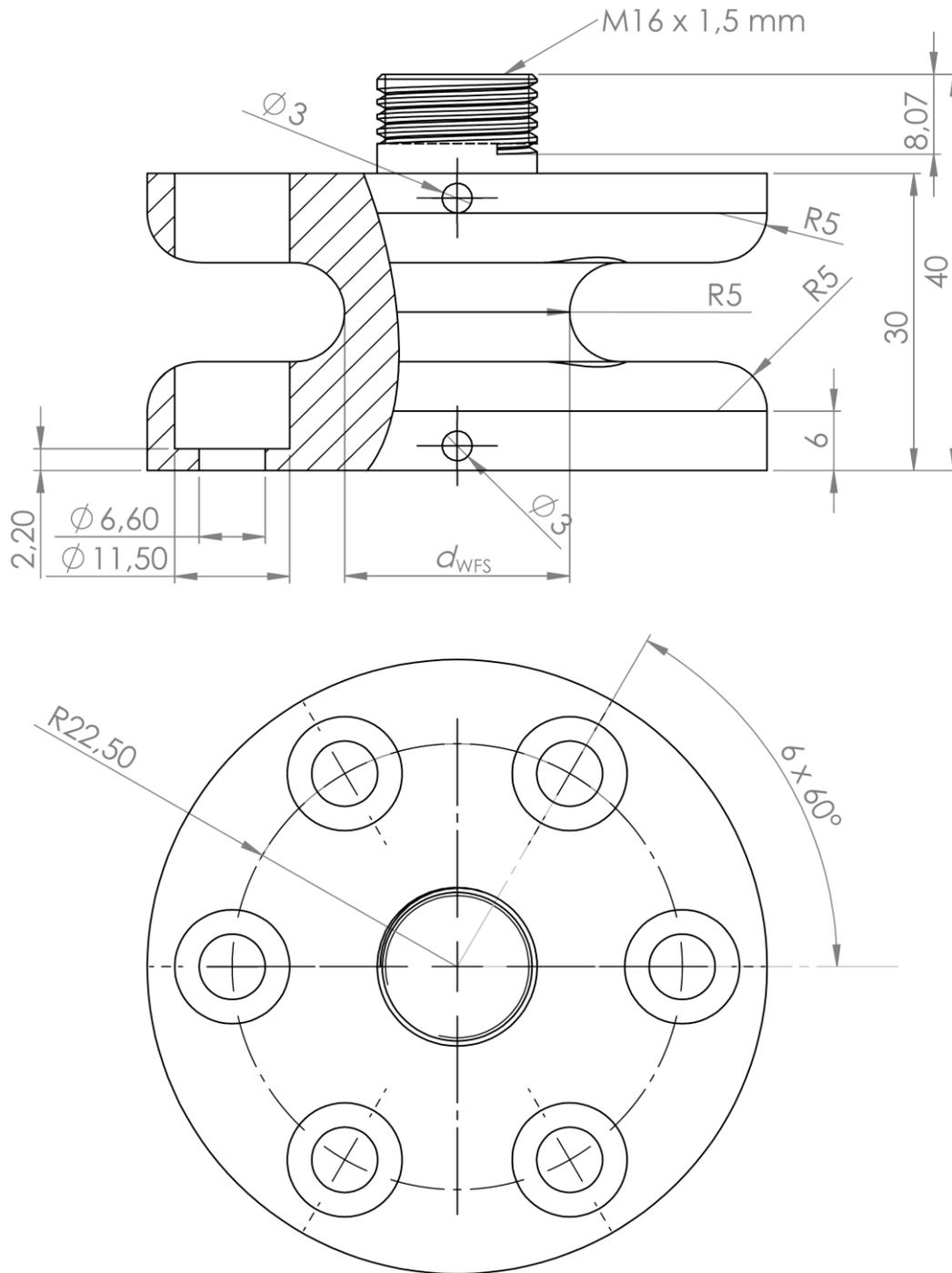


Abb. B.4: Technische Zeichnung der oberen Elektrode. Zulässige Abweichungen gemäß Toleranzklasse *f*, [DIN ISO 2768-1]. Für die Maße für d_{WFS} sei auf Tab. 5.1 verwiesen.